

Elektrische Erzeugung, Detektion und Transport von spinpolarisierten Elektronen in Co₂FeSi/GaAs-Hybridstrukturen

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Dr. rer. nat.
im Fach Physik

eingrichtet an der Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät
Humboldt-Universität zu Berlin

von
Dipl. Phys. Pawel Bruski

Präsident der Humboldt-Universität zu Berlin:
Prof. Dr. Jan-Hendrik Olbertz

Dekan der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät:
Prof. Dr. Elmar Kulke

Gutachter/innen:
(i) Prof. Dr. Henning Riechert
(ii) Prof. Dr. Saskia Fischer
(iii) Prof. Dr. Dieter Weiss

Tag der Einreichung: 20.04.2015
Tag der mündlichen Prüfung: 28.09.2015

Zusammenfassung

Das $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ -Hybridsystem wurde hinsichtlich seiner Eignung für Anwendungen in der Spintronik untersucht. Die Heusler-Legierung Co_2FeSi ist ein aussichtsreicher Kandidat für derartige Anwendungen, weil der vollständig geordneten Kristallphase Halbmetallizität, d. h. eine Spinpolarisation von 100% an der Fermi-Energie, vorhergesagt wird. Zunächst wurde im Rahmen dieser Arbeit die elektrische Spininjektion und Spindetektion in lateralen Transportstrukturen in der sogenannten nicht-lokalen Konfiguration sowohl für die vollständig geordnete, als auch für eine teilweise ungeordnete Kristallphase mittels Spinventil- und Hanle-Messungen nachgewiesen. Die Abhängigkeiten der Spinsignale vom Strom und von der Temperatur konnten erklärt werden und eine Spininjektionseffizienz von 16 bzw. 9% wurde ermittelt. Für den praktischen Einsatz werden allerdings lokale Spinventile benötigt, deren Funktionsfähigkeit für beide kristallinen Ordnungen demonstriert wurde. Der Magnetowiderstand, der ein Maß für die Güte der lokalen Spinventile darstellt, beträgt 0.03% und liegt im Bereich des theoretisch zu erwartenden Wertes. Anhand des sogenannten Fert-Kriteriums konnten die Gründe für diesen niedrigen Wert aufgezeigt werden. Des Weiteren ließ ein Vergleich der lokalen und nicht-lokalen Spinsignale auf eine hohe Spinpolarisation des Co_2FeSi schließen. Die Spinextraktion bietet neben der Spininjektion eine weitere Möglichkeit zur Erzeugung einer Spinakkumulation in einem Halbleiter. Die Stromabhängigkeiten von Spininjektion und Spinextraktion unterscheiden sich für beide kristallinen Phasen des Co_2FeSi . Das stark unterschiedliche Verhalten konnte anhand des Einflusses der jeweiligen Bandstruktur auf die Spinerzeugung erklärt werden. Des Weiteren konnte aus dem Vergleich zwischen der Messungen und der theoretisch vorhergesagten Bandstruktur der halbmetallische Charakter der vollständig geordneten Kristallphase nachgewiesen werden.

Schlüsselwörter: Co_2FeSi , Spininjektion, Spindetektion, Hanle, Heusler-Legierung, Halbmetallizität, Bandstruktur, GaAs

Abstract

The $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ hybrid system was investigated regarding its suitability for spintronic applications. The Heusler-compound Co_2FeSi is a promising candidate for these kind of applications due to the predicted half-metallicity, i. e. a 100% spin polarisation at the Fermi energy, for its fully ordered crystall phase. The electrical spin injection and detection was demonstrated in lateral tranpost structures in the so called non-local geometry for the fully ordered and for a partly disordered crystall phase by observing spin valve signatures and Hanle characteristics. The current and temperature dependence of the spin signals was explained and a respective spin injection efficiencies of 16 and 9% determined. For practical use one needs local spin valves, which were demonstrated for both crystalline phases. The magnetoresistance, a measure of the goodness of a local spin valve, was 0.03%, i. e. in the theoretically expected range. Making use of the so-called Fert criterion the reasons for this low value could be pointed out. Further the quotient of the local and non-local spin signals implied a high spin polarisation of the Co_2FeSi . Spin extraction is another method to create a spin accumulation in a semiconductor. The current dependence of the spin injection and the spin extraction signals strongly depends on the degree of ordering in the Co_2FeSi lattice. The different behavior is explained by the crucial influence of the respective electronic band structure on the spin generation processes. Further, the comparison between the measured signals and the theoretically calculated electronic band structure hints towards the half-metallicity of the fully ordered crystall phase of Co_2FeSi .

Key words: Co_2FeSi , Spin injection, Spin detection, Hanle, Heusler-alloy, half metallicity, band structure, GaAs

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	iii
Tabellenverzeichnis	vii
Symbolverzeichnis	ix
Abkürzungsverzeichnis	xv
Publikationen	xvii
1 Einleitung	1
2 Halbleiter-Spintronik	5
2.1 Spinerzeugung	5
2.1.1 Optische Spinerzeugung	5
2.1.2 Elektrische Spinerzeugung	9
2.1.3 Spinextraktion	15
2.1.4 Thermische Spininjektion	15
2.1.5 Spinpumpen	16
2.2 Spintransport	17
2.2.1 Relaxationsprozesse	17
2.3 Spinmanipulation	19
2.4 Spindetektion	21
2.4.1 Optische Spindetektion	21
2.4.2 Elektrische Spindetektion	22
3 Materialien	27
3.1 Halbleiter	28
3.2 Ferromagneten	29
3.3 Materialsystem $\text{Co}_2\text{FeSi}/(\text{Al,Ga})\text{As}$	33
4 Experimentelles	37
4.1 MBE-Wachstum	37
4.2 Probenstruktur und -prozessierung	37
4.2.1 Schichtstruktur	38

4.2.2	Laterale Struktur(ierung)	38
4.2.3	Prozessierung	39
4.3	Messaufbau für Spintransportmessungen	42
5	Ladungs- und Spintransporteigenschaften	45
5.1	Elektrische Ladungs- und Spintransporteigenschaften	45
5.1.1	Kontakt-Charakteristik (Strom-Spannungs-Kennlinien)	45
5.1.2	Ladungsträgerkonzentration und -beweglichkeit	47
5.2	Bestimmung der Spinlebensdauer	50
6	Nicht-lokale und lokale Spin-Detektion in Co₂FeSi/GaAs-Strukturen	55
6.1	Nicht-lokale Spindetektion	55
6.1.1	Funktionsprinzip	56
6.1.2	Spinventileffekt	58
6.1.3	Strom- und Temperaturabhängigkeit	59
6.1.4	Spindiffusionslänge & Spininjektionseffizienz	62
6.1.5	Spinrelaxationszeit (Hanle-Effekt)	64
6.2	Lokale Spindetektion	70
6.2.1	Lokaler SV-Effekt	72
6.2.2	Strom- und Temperaturabhängigkeit	74
6.2.3	Spindiffusionslänge aus Kontaktabstand	75
6.2.4	Lokaler Hanle-Effekt	77
6.3	Effizienz der lokalen Spindetektion	77
7	Spin-Extraktion in Co₂FeSi/GaAs-Strukturen	79
7.1	Gegenüberstellung von Spininjektion und Spinextraktion	79
7.2	Spininjektion und Spinextraktion in Co ₂ FeSi/GaAs-Strukturen	81
7.3	Einfluss der elektronischen Bandstruktur von Co ₂ FeSi	82
8	Zusammenfassung und Ausblick	85
A	Anhang	89
A.1	Details zur Prozessierung der Spintransportstrukturen	89
A.1.1	Probenpräparation	89
A.1.2	Details der Probenprozessierung	89
	Literaturverzeichnis	95

Abbildungsverzeichnis

2.1	(a) Banddiagramm eines direkten Halbleiters (z. B. GaAs). (b) Optische Auswahlregeln zwischen Valenzbandzuständen mit Gesamtdrehimpuls $j = 3/2$ und Leitungsbandzuständen mit Gesamtdrehimpuls $j = 1/2$. Die Wahrscheinlichkeit eines HH-Übergangs ($j_z = 3/2$) in GaAs ist dreimal so groß wie die eines LH-Übergangs ($j_z = 1/2$). . .	7
2.2	Schematische Darstellung einer FM/NM-Grenzfläche. $\lambda_{sF}(\lambda_{sN})$ gibt die Spindiffusionslänge im Ferromagneten (Nichtmagneten) an. . . .	10
2.3	Ersatzschaltbild für das Zwei-Strom-Widerstandsmodell eines Ferromagnet/Halbleiter-Übergangs mit einer spinselektiven Tunnelbarriere (T) zwischen dem Ferromagneten (FM) und dem Halbleiter (SC).	12
2.4	Schematische Darstellung (a) der Spininjektion durch das Spinpumpen und (b) der dynamischen Austauschwechselwirkung an einem FM/NM-Übergang.	16
2.5	Schematische Darstellung der Silsbee-Johnson Spin-Ladungs-Kopplung. Der Spin diffundiert von dem rechten Ende der NM-Region hin zum FM und dem Kontakt. In einem offenem Stromkreis entsteht durch die Nähe einer Spinakkumulation und einer Gleichgewichts-Spinpolarisation eine EMF (oder ein Stromfluss in einem geschlossenen Stromkreis). Die Größe der Spinpolarisation ist durch Grauabstufungen der Pfeile angedeutet.	23
2.6	(a) Schematische Darstellung des Spin-Hall-Effekts, in der der Spinstrom \mathbf{I}_s , der Ladungsstrom \mathbf{I}_c und der Spinpolarisationsvektor σ eingezeichnet sind. (b) Schematische Darstellung des inversen Spin-Hall-Effekts. Das elektrische Feld \mathbf{E}_{ISHE} wird durch einen Spinstrom induziert.	24
3.1	Spinrelaxationszeit τ_S als Funktion der Donatorkonzentration in n -GaAs.	28
3.2	Schematische Darstellung einer Hysteresekurve mit der Sättigungsmagnetisierung M_S , der Remanenzmagnetisierung M_R und dem Koerzitivfeld H_C	31

3.3	Co ₂ FeSi-Kristallgitter in der (a) geordneten $L2_1$ - und (b) teilweise ungeordneten $B2$ -Phase. Die farbigen Kugeln symbolisieren die Atome, die die jeweiligen fcc-Gitter bilden. Bei der $B2$ -Phase können bestimmte Untergitter mit der gleichen Wahrscheinlichkeit von einem Si- bzw. einem Fe-Atom unter Einbehaltung der Stöchiometrie von Co ₂ FeSi besetzt werden.	32
3.4	Hochaufgelöste Transmissionselektronenmikroskopaufnahme des Querschnitts einer Co ₂ FeSi/GaAs Grenzfläche bei 100 °C	33
3.5	Die auf die Sättigungsmagnetisierung normierte Magnetisierung von Co ₂ FeSi (mittlere Substrattemperatur 65 °C) auf GaAs entlang der weichen [110] und harten Richtung $[1\bar{1}0]$ in der Ebene. Die Messung erfolgte bei Raumtemperatur.	34
4.1	Schematische Seitendarstellung der verwendeten Schichtstruktur. . .	38
4.2	Schematische Seitendarstellung der lateralen Transportstruktur. Die Streifenbreite W_i , der Streifenabstand d_{ij} und die GaAs-Kanaltiefe w sind ebenfalls eingezeichnet.	39
4.3	Rasterelektronenmikrographaufnahme einer lateralen Transportstruktur in Draufsicht.	40
4.4	Illustration der Probenprozessierung bestehend aus 4 Prozessschritten, die im Text erläutert sind.	41
4.5	Blockdiagramm des experimentellen Aufbaus, welches die elektrischen und die GPIB-Verbindungen zeigt.	42
5.1	Repräsentative Strom-Spannungs-Kennlinien der (a) $L2_1$ - und (b) $B2$ -Phase für verschiedene Temperaturen.	46
5.2	Die ZBR als Funktion der Temperatur für die $L2_1$ -Phase.	46
5.3	Die aus den Magnetotransport-Messungen als Funktion der Temperatur (a) gewonnene Beweglichkeit μ und (b) berechnete Spindiffusionslänge, die auf ihren maximalen Wert normiert wurde.	49
5.4	Schematische Darstellung der Kerr-Reflektometrie-Experimente. . .	50
5.5	(a) Die auf $t = 0$ ns normierten Kerr-Signale bei $t = 0, 1$ und 3 ns und (b) das Quadrat der aus diesen Kurven ermittelten Halbwertsbreiten (FWHM) für verschiedene Zeiten zur Bestimmung der Spindiffusionskonstanten D . Die durchgezogenen Linien dienen der Orientierung.	51
5.6	Kerr-Signal aus der resonanten Spinverstärkung.	52
6.1	Ersatzschaltbild für die nicht-lokale Messgeometrie. Die nummerierten Streifen stellen die Widerstände der Kontaktstreifen dar, während „SC“ den Widerstand des Halbleiterkanals symbolisiert.	57
6.2	Schematische Darstellung der Spinventilmessung	58

6.3	Repräsentative Kurven der nicht-lokalen Spannung als Funktion des äußeren Magnetfeldes B_{\parallel} für die (a) $L2_1$ - und (b) $B2$ -Phase bei $T = 40$ K. Ein lineares Untergrund-Signal wurde subtrahiert.	59
6.4	Repräsentative Kurven für die Stromabhängigkeit der nicht-lokalen Injektionssignale ΔV_{NLSV} für die (a) $L2_1$ - und (b) $B2$ -Phase bei jeweils 40 K.	60
6.5	Repräsentative Kurven für die Temperaturabhängigkeit der nicht-lokalen Injektionssignale ΔV_{NLSV} der (a) $L2_1$ -Phase bei $I = -400 \mu\text{A}$ und (b) der $B2$ -Phase bei $I = -100 \mu\text{A}$	61
6.6	Halblogarithmische Darstellung der Abhängigkeit des NLSV-Signals ΔV_{NLSV} vom Elektrodenabstand d_{ij} für die (a) $L2_1$ -Phase bei $I_{12} = -400 \mu\text{A}$ und die (b) $B2$ -Phase bei $I_{12} = -100 \mu\text{A}$ gemessen bei jeweils 40 K.	63
6.7	Schematische Darstellung der Hanle-Messung	64
6.8	Darstellung der repräsentativen Hanle-Kurven für die (a) $L2_1$ -Probe gemessen bei $I_{12} = 500 \mu\text{A}$ und 20 K und die (b) $B2$ -Probe gemessen bei $I_{12} = 100 \mu\text{A}$ und 40 K (Symbole) als Funktion des äußeren Magnetfeldes B_{\perp} mit den Anpassungen (Linien) gemäß Gl. (6.8).	66
6.9	Mit Gl. (6.8) berechnete Hanle-Kurven für den Fall einer vergleichsweise (a) starken und (b) schwachen Dämpfung. Die rote Kurve entspricht der parallelen und die blaue der antiparallelen Magnetisierungsorientierung von Injektor- und Detektorstreifen.	67
6.10	Die nicht-lokale Spannung (Symbole) gemessen in der Hanle-Geometrie für die (a) $L2_1$ -Probe und die (b) $B2$ -Probe bei verschiedenen Temperaturen und einem Strom von $I_{12} = -400 \mu\text{A}$. Die Anpassungen sind als durchgezogene Linien dargestellt. Beide Kurventypen wurden zu Anschaulichkeitszwecken versetzt.	68
6.11	Die aus den Hanle-Messungen gewonnenen, normierten Spinlebensdauern τ_s der $L2_1$ - und der $B2$ -Proben. Die durchgezogene Linie entspricht einer $T^{-3/2}$ -Funktion in dieser doppellogarithmischen Darstellung.	69
6.12	Direkter Vergleich des Spinsignals $\Delta V = V_{\uparrow\uparrow} - V_{\uparrow\downarrow}$ einer $L2_1$ -Probe aus Spinventil (Quadrate) und Hanle-Messung (Punkte). Die durchgezogenen Linien dienen der Orientierung.	71
6.13	Ersatzschaltbild der lokalen Messung. Die nummerierten Streifen stellen die Widerstände der Kontaktstreifen dar, während „SC“ den Widerstand des Halbleiters symbolisiert.	71
6.14	Repräsentative Kurven der lokalen Spannung für die (a) $L2_1$ -Phase bei $I_{12} = 200 \mu\text{A}$ und die (b) $B2$ -Phase bei $I_{12} = 150 \mu\text{A}$ gemessen bei jeweils $T = 40$ K. Bei der SV-Messung mit $L2_1$ -($B2$)- Co_2FeSi wurde ein konstanter Untergrund von 372 mV (672 mV) subtrahiert.	72
6.15	Der Magnetowiderstand als Funktion von $P_{\sigma F}$ und P_{Σ}	74

6.16	Repräsentative Kurven für die Stromabhängigkeit der lokalen Injektionssignale ΔV_{LSV} für die (a) $L2_1$ - und die (b) $B2$ -Phase bei jeweils $T = 40$ K.	75
6.17	Repräsentative Kurven für die Temperaturabhängigkeit der lokalen Injektionssignale ΔV_{LSV} für die (a) $L2_1$ -Phase bei $I = 400$ μA und die (b) $B2$ -Phase bei $I = 350$ μA	76
6.18	Lokale Hanle-Spannung V_{LH} als Funktion des äußeren transversalen Magnetfeldes B_{\perp} in der Hanle-Geometrie bei einer Temperatur von 40 K und einer Stromstärke von 400 μA . Die durchgezogene Linie stellt die Anpassung gemäß Gl. (6.8) dar. Ein Untergrundsignal von 529 mV wurde subtrahiert.	76
6.19	Vergleich des nicht-lokalen ΔV_{NLSV} und lokalen Spinsignals ΔV_{LSV} für die $L2_1$ -Phase bei $T = 40$ K.	77
7.1	In den jeweiligen Abbildungen ist links die mittels Dichtefunktionaltheorie berechnete Bandstruktur der $B2$ -Phase des Co_2FeSi und rechts die Leitungsbandkante im GaAs als Funktion der Position für (a) Spininjektion und (b) Spinextraktion. Die farbigen Pfeile symbolisieren die Flussrichtung der Elektronen.	80
7.2	Injektion und Extraktion für eine (a) $L2_1$ - und eine (b) $B2$ -Probe bei einer Temperatur von 40 K. Die durchgezogenen Linien dienen der Orientierung.	81
7.3	Verhältnis der Spannungen in Durchlass- (DR) und Sperrrichtung (SR) aus den I - V -Kennlinien der Schottky-Kontakte für die (a) $L2_1$ - und (b) $B2$ -Probe als Funktion des absoluten Stromes.	82
7.4	Ausschnitte der spinabhängigen Bandstruktur der (a) $L2_1$ - und der (b) $B2$ -Phase im Bereich der Fermi-Energie.	83
7.5	Das aus der Bandstruktur berechnete Verhältnis $P(E_{\text{F}})/P(E_{\text{F}}+\Delta E)$ für die $B2$ - und die $L2_1$ -Phase des Co_2FeSi	83
7.6	Gemessenes Verhältnis zwischen Injektion und Extraktion für $L2_1$ - (grün) und $B2$ -Phase (blau) als Funktion des absoluten Stromes I_{12} , der in einem monotonen funktionalem Zusammenhang mit $\Delta E = eV_{\text{B}} = f(I_{12})$ steht. Die durchgezogenen Linien dienen der Orientierung.	84

Tabellenverzeichnis

3.1	Die isotopengemittelte Masse der Einheitszelle, die Stärke der SOI, die Spinlebensdauer τ_S sowie die Rashba-Konstante α_R/E_z einiger Halbleitersysteme.	29
3.2	Magnetische Anisotropie von dünnen Co_2FeSi -Schichten auf GaAs. .	34
6.1	Aus den Hanle-Messungen gewonnene Parameter für die $L2_1$ - und die $B2$ -Phase.	68
6.2	Aus den Hanle-Messungen gewonnene Parameter für die $L2_1$ - und die $B2$ -Phase für verschiedene Temperaturen.	69

Symbolverzeichnis

α_R	Rashba-Konstante
σ	Spinpolarisationsvektor
η	phänomenologische Konstante
γ	gyromagnetisches Verhältnis
\hbar	reduziertes Plancksches Wirkungsquantum
λ	Spin-Bahn-Kopplungskonstante
λ_{sf}	Spindiffusionslänge
\mathbf{A}	Vektorpotential
\mathbf{B}	Magnetische Induktion
\mathbf{E}	elektrisches Feld
\mathbf{I}_c	Ladungsstrom
\mathbf{I}_s	Spinstrom
\mathbf{j}	Gesamtdrehimpuls
\mathbf{k}	Wellenvektor
\mathbf{l}	Bahndrehimpuls
\mathbf{p}	Impuls eines Elektrons
\mathbf{S}	Spin innerhalb Spinensembles
\mathbf{s}	Spinvektor
\mathbf{v}	Geschwindigkeit
\mathbf{v}_d	Driftgeschwindigkeit
μ_B	Bohrsches Magneton

μ_{ch}	chemisches Potential
μ_{s}	Spinakkumulation
μ_m	magnetisches Moment
Ω_{L}	Larmorfrequenz
ω_c	Zyklotronfrequenz
$\phi(\mathbf{r})$	Potential
ρ_{N}	spezifischer elektrischer Widerstand
Σ_{s}	spinabhängiger Leitwert eines Kontakts
σ_{s}	spinabhängige Leitfähigkeit
τ	Elektronlebensdauer
τ_{eff}	effektive Ladungsträgerlebensdauer
τ_{s}	Spinlebensdauer
τ_p	Impulsstreuzeit
$\tau_{\uparrow\downarrow}$	Spinumklapp-Zeit
Θ	Drehwinkel
A	Querschnittsfläche der Probe
a_{SC}	Gitterkonstante des Halbleiters
c	Lichtgeschwindigkeit
D	Diffusionskoeffizient
$D_{\text{s,av}}$	gemittelter Spindiffusionskoeffizient
D_{s}	spinabhängiger Diffusionskoeffizient
d_{ij}	Streifenabstand zwischen Streifen i und j
e	Elementarladung
E_{F}	Fermi-Energie
E_g	Bandlücke

G	Elektron-Loch-Erzeugungsrate
g	Landé-Faktor
g^*	effektiver Landé-Faktor
h	Plancksches Wirkungsquantum
H_{SO}	Hamilton-Operator der Spin-Bahn-Wechselwirkung
$J_{\uparrow(\downarrow)}$	Stromdichte der Spin-up-(\uparrow) bzw. Spin-down-(\downarrow)Elektronen
k_{B}	Boltzmann-Konstante
L	Wechselwirkungslänge
l_{s}	freie Weglänge der Elektronen
m	Elektronmasse
m^*	effektive Elektronmasse
m_l	magnetische Quantenzahl
N	Gesamtzahl der Elektronen
n	Gesamtelektronendichte
$N(E)$	Zustandsdichte an der Energie E
n_+	Elektronendichte mit Spinprojektion parallel zur Ausbreitungsrichtung des Lichts
n_-	Elektronendichte mit Spinprojektion antiparallel zur Ausbreitungsrichtung des Lichts
n_0	Gleichgewichtswert der Gesamtelektronendichte
N_{s}	spinabhängige Zustandsdichte an der Fermi-Energie
p	Gesamtlochdichte
p_0	Gleichgewichtswert der Gesamtlochdichte
P_{det}	Detektionseffizienz
P_{inj}	Injektionseffizienz
P_{σ}	Volumen Spinpolarisation

P_j	Spinpolarisation des Stromes bzw. Spininjektionseffizienz
P_n	Spinpolarisation
r	Rekombinationsrate
R_F	Gesamtwiderstand des Ferromagneten
R_N	Gesamtwiderstand des nichtmagnetischen Leiters
R_{SC}	Gesamtwiderstand des Halbleiters
r_c	effektiver Spinwiderstand des Kontakts
r_F	effektiver Spinwiderstand des Ferromagneten
R_H	Hall-Konstante
r_N	effektiver Spinwiderstand des nichtmagnetischen Leiters
s	Elektronenspindichte
s_z	Spineigenzustände
S_{0z}	Wert der Spinorientierung im thermischen Gleichgewicht
T	Temperatur
t	Zeit
T_2^*	Spindephasierungszeit bei Magnetfeldinhomogenitäten
T^{inj}	Transmissionseffizienz von Elektronen an einer Ferromagnet/Halbleiter-Grenzfläche
T_1	Spinrelaxationszeit
T_2	Spindephasierungszeit
T_C	Curie-Temperatur
U_H	Hall-Spannung
U_x	Längsspannung
V_B	elektrostatisches Potential
v_{Fs}	spinabhängige Fermi-Geschwindigkeit
V_L	lokale Spannung

V_{NL}	nicht-lokale Spannung
w	Kanaltiefe
W_i	Breite von Streifen i

Abkürzungsverzeichnis

2DEG zweidimensionales Elektronengas

AMR anisotroper Magnetowiderstand (engl. anisotropic magnetoresistance)

BAP Bir-Aronov-Pikus

CM Leitfähigkeitsfehlانpassung (engl. conductivity mismatch)

DFT Dichte-Funktional-Theorie

DMS semimagnetischer Halbleiter (engl. diluted magnetic semiconductor)

DNP dynamische Kernpolarisation (engl. dynamic nuclear polarisation)

DP Dyakonov-Perel

EMF elektromotorische Kraft (engl. electromotive force)

EY Elliott-Yafet

FET Feldeffekttransistor

FM Ferromagnet

FMR ferromagnetische Resonanz

FWHM Halbwertsbreite (engl. full width at half maximum)

GMR Riesenmagnetowiderstand (engl. giant magnetoresistance)

HH schwere Löcher (engl. heavy holes)

ISHE inverser Spin-Hall-Effekt

LB Leitungsband

LH leichte Löcher

MBE	Molekularstrahlepitaxie (engl. molecular beam epitaxy)
MIT	Metall-Isolator-Übergang (engl. metal insulator transition)
MR	Magnetowiderstand (engl. magnetoresistance)
MRAM	magnetisch nichtflüchtiges Speicherelement (engl. magnetic random access memory)
MTJ	magnetischer Tunnelkontakt (engl. magnetic tunnel junction)
NL	nicht-lokal
NLH	nicht-lokale Spannung in der Hanle-Geometrie
NLSV	nicht-lokales Spinventil
NM	nichtmagnetischer Leiter
RSA	resonante Spinanregung
SC	Halbleiter (engl. semiconductor)
SHE	Spin-Hall-Effekt
SI	semi-isolierend
SOI	Spin-Bahn-Wechselwirkung (engl. spin orbit interaction)
Spin-LEDs	Spin-Leuchtdioden
SV	Spinventil
T	Tunnelbarriere
TAMR	anisotroper Tunnelmagnetowiderstand (engl. tunneling anisotropic magnetoresistance)
TMR	Tunnelmagnetowiderstand (engl. tunnel magnetoresistance)
TRKR	zeitaufgelöste Kerr-Reflektometrie (engl. time-resolved Kerr reflectometry)
UHV	Ultrahochvakuum
VB	Valenzband
ZBR	0 V Vorspannung (engl. zero bias resistance)

Kapitel 1

Einleitung

In der modernen Gesellschaft spielt die Informationstechnologie eine immer wichtigere Rolle. Die Bauelemente der Mikroelektronik findet man heute in Computern, in der Unterhaltungselektronik, in der Kommunikationselektronik, in der Medizintechnik und in vielen weiteren Gebieten. Um den immer größer werdenden Bedarf an Rechenleistung zu decken, wurde lange Zeit der Weg der Miniaturisierung verfolgt. Doch dieser Prozess wird in absehbarer Zeit an seine Grenzen stoßen. Aus diesem Grund sind alternative Ansätze notwendig, um die zukünftigen Bedürfnisse zu decken. Einen solchen alternativen Ansatz bietet die Halbleiter-Spintronik. Als Spintronik (Abk. für Spinelektronik) bezeichnet man die Informationsverarbeitungstechnologie auf der Grundlage des Elektronenspins im Gegensatz zur herkömmlichen Halbleiterelektronik, die nur auf der Elektronenladung basiert. Beispiele für die Implementierung des Spins in Bauelementen und den daraus resultierenden Vorteil findet man in Leseköpfen von Festplatten.

Grundlage für den bisherigen Erfolg der Spintronik in der Informationsspeichertechnologie war die Entdeckung des Riesenmagnetowiderstandes (engl. giant magnetoresistance, GMR) [1, 2] in metallischen Multischichtsystemen, welche aus alternierenden ferromagnetischen und nichtmagnetischen dünnen Metallschichten bestehen. Der Effekt ist eine Folge der spinabhängigen Streuung von Elektronen an Grenzflächen. Sind der Elektronspin und die Magnetisierung der ferromagnetischen Schicht parallel zueinander ausgerichtet, so durchqueren die Elektronen die Schicht vergleichsweise ungehindert, während sie im antiparallelen Fall gestreut werden, was sich in einem Anstieg des elektrischen Widerstandes widerspiegelt. Mittels eines äußeren Magnetfeldes kann die Magnetisierungsorientierung der ferromagnetischen Schicht ausgerichtet werden. Einmal ausgerichtet bleibt die Orientierung selbst nach dem Ausschalten des Magnetfeldes erhalten. Ein Bauelement, dessen elektrischer Widerstandswert zwei Werte annehmen kann, die von der relativen Magnetisierungsorientierung mindestens zweier leitender Schichten abhängt, nennt man Spinventil (SV). Ein solches Spinventil eignet sich als magnetisch nichtflüchtiges Speicherelement (engl. magnetic random-access memory, MRAM) bzw. als magnetischer Sensor in Schreibköpfen. Aufgrund des größeren elektrischen Signals nutzt man für MRAMs den magnetischen Tunnelwiderstand (engl. tunnel magneto-

resistance, TMR) [3]. Dabei werden sogenannte magnetische Tunnelkontakte (engl. magnetic tunnel junction, MTJ) eingesetzt. MTJs sind spezielle Spinventile, die sich dadurch von den konventionellen Spinventilen unterscheiden, dass die Ferromagneten durch einen dünnen Isolator voneinander getrennt sind [4] und die Elektronen so zwischen den Ferromagneten tunneln.

Ein Bauelement, das Schalten und Verstärken kann, d. h. ein Transistor, ist in einem komplett metallischen System [5] zwar prinzipiell möglich, aber der elektrische Widerstand kann nur anhand eines äußeren Magnetfeldes von „hoch“ zu „niedrig“ verändert werden, indem die relative Magnetisierungsorientierung der ferromagnetischen Metalle variiert wird. In der Halbleiterelektronik dagegen ist das Schalten elektrisch möglich und der Transistor daher eines der zentralen Bauelemente.

Die Halbleiter-Spintronik bietet die Voraussetzung für die Entwicklung von Hybridbauelementen, die sowohl die Informationsverarbeitung und -übertragung als auch die Informationsspeicherung innerhalb derselben Materialtechnologie ermöglichen. Die Informationsverarbeitung und -übertragung sind an Halbleiter (engl. semiconductor, SC) gebunden, während die Informationsspeicherung der Ferromagneten bedarf. Des Weiteren kann die Verwendung des Elektronenspins als zusätzlichen Freiheitsgrad die Funktionalität der Bauelemente bei gleichbleibender Größe erhöhen und so eine Alternative zur Steigerung der Leistungsdichte durch die Verkleinerung einzelner Bauelemente darstellen.

Elementare Grundfunktionen spintronischer Bauelemente sind neben der Spinerzeugung auch der Transport, die Manipulation sowie die Detektion spinpolarisierter Elektronen. Für die elektrische Spinerzeugung in Halbleitern können neben ferromagnetischen Metallen (FM) auch semimagnetische Halbleiter (engl. diluted magnetic semiconductors, DMS) [6, 7] verwendet werden. Die semimagnetischen Halbleiter haben jedoch eine niedrigere Curie-Temperatur, die unterhalb der Raumtemperatur liegt [8]. Bei dem Einsatz von FM hingegen besteht das Problem der Leitfähigkeitsfehlانpassung (engl. conductivity mismatch) zwischen FM und SC [9], das durch den Gebrauch einer Tunnelbarriere umgangen werden kann [10, 11]. Der Nachweis der elektrischen Spinerzeugung in einen Halbleiter bei Raumtemperatur mit Fe als Injektor [12] oder die Verwendung von MgO als Tunnelbarriere zur Steigerung der Injektionseffizienz [13] zeigen dies beispielhaft. Die Spinlebensdauer erreicht in Halbleitern wie z. B. GaAs Werte von mehr als 100 ns, was einem Spintransport über Distanzen von 100 μm entspricht. Dies übersteigt die Dimensionen von typischen Halbleiterbauelementen, was wiederum das Potential der Halbleiter-Spintronik verdeutlicht. Die Möglichkeit der elektrischen Spinmanipulation stellt einen der wichtigsten Vorteile der Halbleiter-Spintronik gegenüber der Spintronik in Metallen dar. Die elektrisch kontrollierbare Spinpräzession resultierend aus der Spin-Bahn-Kopplung („Rashba-Effekt“) erlaubt den Betrieb von Bauelementen ohne den Einsatz äußerer Magnetfelder. Allerdings stellt ihre Realisierung eine Herausforderung dar. Die Spindetektion kann sowohl optisch [Polarisation der Elektrolumineszenzintensität von Spin-Leuchtdioden (Spin-LEDs) oder

optische Kerr-Rotation] als auch elektrisch innerhalb von lateralen Spinventilen erfolgen. In diesem Fall werden mit Spinventilen Strukturen bezeichnet, die aus zwei ferromagnetischen Metallelektroden und einem Halbleiterkanal bestehen, der sie voneinander trennt. Solche Spinventile stellen den ersten Schritt auf dem Weg zu einem Spin-Transistor dar. Ihr Nachweis ist auf wenige Beispiele beschränkt. Damit bleibt ein Spin-Transistor trotz des Nachweises einzelner Grundfunktionen weiterhin eine Herausforderung.

In dieser Arbeit werden die Besonderheiten des mittels Molekularstrahlepitaxie gewachsenen $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ -Hybridsystems für spintronische Phänomene untersucht. Dabei ist der Einfluss der strukturellen und elektronischen Eigenschaften des Co_2FeSi (CFS) auf die spinabhängigen Prozesse von besonderem Interesse. Ferner wird ein Verständnis der Mechanismen angestrebt, die in den Spintransport involviert und für die Konzepte spintronischer Bauelemente von Bedeutung sind. Der große Vorteil des ferromagnetischen Metalls CFS ist seine theoretisch vorhergesagte Spinpolarisation von 100%. Diese macht nicht nur den Einsatz von Oxidbarrieren prinzipiell überflüssig, sondern lässt auch ein großes spinabhängiges elektrisches Signal erwarten. Allerdings tritt CFS in mehreren kristallinen Ordnungsgraden auf und es ist wichtig zu verstehen, wie diese die spintronischen Grundfunktionen beeinflussen.

In Kapitel 2 werden die fundamentalen physikalischen Konzepte spintronischer Bauelemente vorgestellt. Es erfolgt die Einführung in die optische und elektrische Spinerzeugung, den Spintransport in Halbleitern, die elektrische Spinmanipulation basierend auf dem Rashba-Effekt, sowie abschließend die optische und elektrische Spindetektion. In Kapitel 3 wird die Auswahl von Materialien für die Halbleiter-Spintronik beleuchtet. Neben den Halbleitern und den besonderen Anforderungen an diese wird eine kurze Einführung in das Thema Ferromagnetismus gegeben. Speziell die Heusler-Legierungen und das CFS/GaAs -Hybridsystem sind hier von Interesse. Den Abschluss des einführenden Teils bildet Kapitel 4, in dem der experimentelle Aufbau, das Probenwachstum anhand von Molekularstrahlepitaxie und die Probenprozessierung mittels optischer Lithographie vorgestellt werden.

Der experimentelle Hauptteil beginnt in Kapitel 5, in dem die Ladungs- und Spintransporteigenschaften der lateralen Strukturen untersucht werden. Dazu werden anhand von Standardmethoden sowohl ihre elektrischen Eigenschaften ermittelt als auch die Spinlebensdauer mittels optischer Methoden bestimmt. Der zentrale Ergebnisteil beginnt in Kapitel 6 mit den Untersuchungen zur nicht-lokalen und lokalen Spindetektion. Neben den Ergebnissen der Spinventil- und Hanle-Messungen erfolgt ein Vergleich beider Konfigurationen. Darüber hinaus wird die Abweichung der experimentellen Ergebnisse von den theoretischen Vorhersagen durch die Bandstruktur des Co_2FeSi erklärt. Der Ergebnisteil wird durch Kapitel 7 abgeschlossen. Darin werden Resultate aus Spinerzeugungs-Experimenten im „Extraktions“-Modus gezeigt und mit denen im „Injektions“-Modus verglichen. Aus diesem Vergleich lassen sich Aussagen zur elektronischen Bandstruktur des Co_2FeSi in den

verschiedenen Phasen kristalliner Ordnung treffen. Schließlich bietet Kapitel 8 eine Zusammenfassung der Arbeit und gibt einen Ausblick über die Möglichkeiten der Weiterentwicklung der hier vorgestellten Ergebnisse. Zusätzlich wird in Anhang A die Probenprozessierung aus Abschnitt 4.2.3 im Detail dargelegt.

Kapitel 2

Halbleiter-Spintronik

Im Folgenden werden zunächst die grundlegenden Prozesse, die für die Halbleiter-Spintronik im thermodynamischen Gleichgewicht von Bedeutung sind, eingeführt. Dazu gehören die Spinerzeugung, die auf vielfältige Art und Weise durchgeführt werden kann. Anschließend wird der Spintransport mitsamt der Spinrelaxationsmechanismen erläutert, bevor auf die Spinmanipulation und die Spindetektion eingegangen wird. Der Schwerpunkt wird jeweils auf die elektrische Methoden gelegt.

2.1 Spinerzeugung

Unter einer Spinpolarisation versteht man die bevorzugte Ausrichtung des Spins von Ladungsträgern entlang einer bestimmten Raumrichtung. Die Erzeugung einer Nichtgleichgewichts-Spinpolarisation (Spinakkumulation) ist entscheidend für die Verwendung des Spins in Halbleitern zu Anwendungszwecken. Hierzu können verschiedene Spinerzeugungsprozesse verwendet werden. Im Folgenden werden optische, elektrische und thermische Erzeugungsprozesse erläutert.

2.1.1 Optische Spinerzeugung

Für Grundlagenexperimente wird häufig eine Methode verwendet, die als optisches Pumpen bezeichnet wird. Dabei besteht die Erzeugung einer Nichtgleichgewichts-Spinpolarisation in Halbleitern aus einer optischen Anregung mittels zirkular polarisiertem Licht.[14]

Bandstruktur von direkten Halbleitern

Halbleiter, bei denen das Maximum des Valenzbandes (VB) und das Minimum des Leitungsbandes (LB) beim gleichen Wellenvektor (\mathbf{k}) liegen, bezeichnet man als direkte Halbleiter. Das Leitungsband und das Valenzband sind voneinander durch die Bandlücke E_g getrennt ($E_g = 1.42$ eV in GaAs bei Raumtemperatur). Die orbitalen Wellenfunktionen werden in der Atomphysik gemäß ihres Bahndrehimpulses l mit s, p, d , etc. klassifiziert. Aufgrund des Spins sind s -artige Zustände ($l = 0$)

zweifach entartet, während p -artige Zustände sechsfach entartet sind. Die Eigenwerte der z -Komponente von l (l_z) bezeichnet man als magnetische Quantenzahlen m_l ($m_l = -1, 0, 1$ für die p -artige Zustände). Der Spin s hat die Eigenzustände s_z mit den Eigenwerten $m_s = -1/2$ und $+1/2$. Durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung (engl. spin orbit interaction, SOI) koppeln der Bahndrehimpuls \mathbf{l} und der Spin \mathbf{s} gemäß $H_{\text{SO}} = \lambda \mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$, wobei λ die Spin-Bahn-Kopplungskonstante ist.

Die Eigenfunktionen von H_{SO} sind Eigenzustände des Gesamtdrehimpulses $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$ und seiner z -Komponente j_z . Im GaAs wird das unterste Leitungsband (s -artig) von $j = 1/2$ -Zuständen und das oberste Valenzband (p -artig) von $j = 3/2$ -Zuständen gebildet. Das Valenzband ist in die beiden Zweige „schwere Löcher (engl. heavy hole, HH)“ und „leichte Löcher (engl. light hole, LH)“ gemäß ihrer Eigenwerte von $j_z = \pm 3/2$ und $j_z = \pm 1/2$ aufgespalten. Zusätzlich gibt es noch Bänder mit $j = 1/2$ und $j_z = \pm 1/2$. Diese sind für die weitere Arbeit nicht von Belang und werden deshalb vernachlässigt. Eine schematische Darstellung der Bandstruktur von GaAs ist in Abb. 2.1(a) gezeigt.

Auswahlregeln

Photonen sind Teilchen mit Spin 1 und somit Bosonen. Da sie keine Ruhemasse besitzen, kann der Spin nur parallel oder antiparallel zur Ausbreitungsrichtung orientiert sein. Die Eigenzustände heißen σ^+ mit Spinprojektion $+1$ bei rechts zirkular polarisierten und σ^- mit Spinprojektion -1 bei links zirkular polarisiertem Licht.

Bei optischen Übergängen gilt die Erhaltung des Gesamtdrehimpulses, was zu Auswahlregeln führt, d. h. nur bestimmte Übergänge sind erlaubt [15]. Bei σ^+ -Licht (σ^- -Licht) muss die Eigenwertänderung $\Delta m_j = +1$ ($\Delta m_j = -1$) betragen.

Die optischen Auswahlregeln für die Absorption bzw. Emission von zirkular polarisierten Photonen nahe der Bandkante zwischen $j = 3/2$ -Valenzbandzuständen und $j = 1/2$ -Leitungsbandzuständen sind in Abb. 2.1(b) dargestellt.

Der Absorptionsprozess kann folgendermaßen betrachtet werden: Ein σ^+ -Photon überträgt seinen Spin an ein Elektron und regt es so aus dem $j_z = -3/2$ -Zustand im Valenzband in den $j_z = -1/2$ -Zustand des Leitungsbandes an.

Wie in Abb. 2.1(b) zu sehen ist, führt z. B. die Absorption eines σ^+ -Photons zu der Injektion von Elektronen mit Spin $-1/2$ bei einem HH-Übergang und andererseits zu Elektronen mit Spin $+1/2$ bei einem LH-Übergang. Weil sich die Übergangswahrscheinlichkeiten um einen Faktor 3 unterscheiden, kann die Absorption eines σ^+ -Photons maximal zu einer absoluten Elektronenspinpolarisation von 50% führen. In GaAs-Quantentöpfen ist die HH/LH-Entartung aufgehoben, was noch höhere Polarisationswerte ermöglicht. Werden lediglich HH-Übergänge angeregt, so ist eine Polarisierung von 100% möglich. Es gilt dann:

- σ^+ : $m_j = -3/2 \rightarrow m_s = -1/2$
- σ^- : $m_j = +3/2 \rightarrow m_s = +1/2$

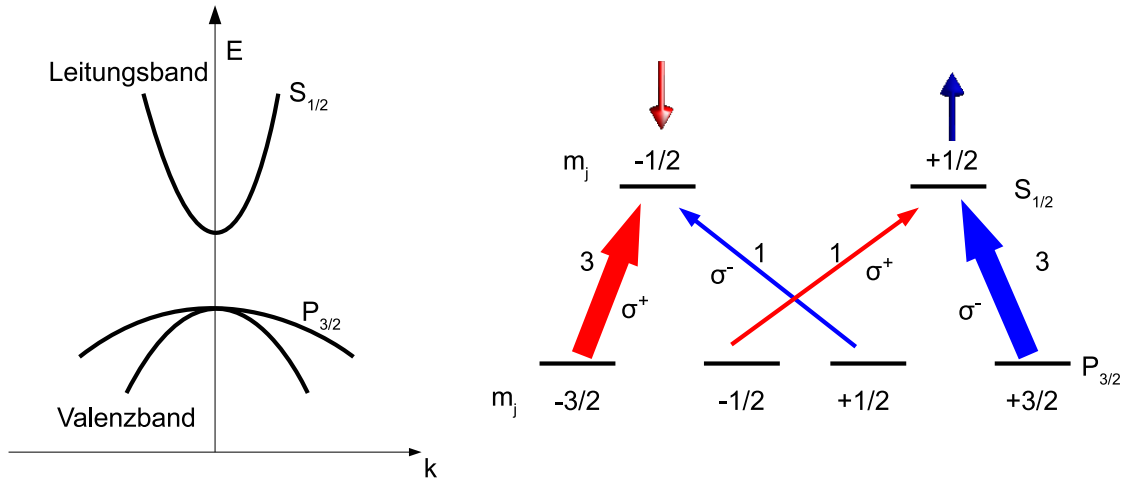


Abb. 2.1: (a) Banddiagramm eines direkten Halbleiters (z. B. GaAs). (b) Optische Auswahlregeln zwischen Valenzbandzuständen mit Gesamtdrehimpuls $j = 3/2$ und Leitungsbandzuständen mit Gesamtdrehimpuls $j = 1/2$. Die Wahrscheinlichkeit eines HH-Übergangs ($j_z = 3/2$) in GaAs ist dreimal so groß wie die eines LH-Übergangs ($j_z = 1/2$).

Umgekehrt kann aus der zirkularen Polarisation der optischen Emission (z. B. Photolumineszenzintensität) direkt auf die Spinpolarisation der Elektronen im Halbleiter geschlossen werden. Der Absorptionsprozess von zirkular polarisiertem Licht wird als optisches Pumpen oder optische Spinorientierung bezeichnet [16].

Effizienz

Die Erzeugung von spinpolarisierten Elektronen mittels optischem Pumpen wird durch die Ladungsträgerrekombination und die Spinrelaxation begrenzt. Die Spinpolarisation ist gegeben durch:

$$P_n = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-} = \frac{s}{n}, \quad (2.1)$$

mit dem Spin der Elektronendichten $n_{+(-)}$, die parallel (antiparallel) zur Ausbreitungsrichtung des Lichts polarisiert sind. Für die Gesamtelektronendichte gilt $n = n_+ + n_-$ und für die Elektronspindichte $s = n_+ - n_-$. Die zeitliche und räumliche Entwicklung von Ladungs- und Spindichten bei optischer Anregung ergibt sich

aus den Kontinuitätsgleichungen, die die Teilchenerzeugung, -rekombination und Spinrelaxation berücksichtigen [17]:

$$\frac{dn_s(t)}{dt} + \frac{dJ_{ns}}{dx} = -r(n_s p - \frac{n_0 p_0}{2}) - \frac{n_s - n_{-s}}{2\tau_s} + G_s \quad (2.2)$$

$$\frac{dp}{dt} + \frac{dJ_p}{dx} = -r(n_s p - n_0 p_0) + G. \quad (2.3)$$

Dabei stehen r für die Rekombinationsrate, n und p für die Elektron- und Lochdichte (Index 0 symbolisiert die Gleichgewichtswerte), G für die Elektron-Loch-Erzeugungsrate, $J_{n(p)}$ für die Stromdichte der Elektronen (Löcher) und τ_s für die Spinlebensdauer. Die Elektronenparameter tragen einen Spinindex „s“ ($s = \uparrow$ für Spin-up und $s = \downarrow$ für Spin-down). Die Lochspinlebensdauer wird als sehr kurz angenommen, so dass die Löcher als spinunpolarisiert angesehen werden können. Außerdem gilt $G = G_\uparrow + G_\downarrow$ und $G^s = G_\uparrow - G_\downarrow$. Im stationären [$dn(t)/dt = 0$], homogenen Fall ($dJ_{ns}/dx = dJ_p/dx = 0$) stellt sich ein Gleichgewicht zwischen der Elektron-Loch-Rekombination und der Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren ein:

$$r(np - n_0 p_0) = G \quad (2.4)$$

Ebenso kann auch das Gleichgewicht zwischen Spinerzeugung und Spinrelaxation ausgedrückt werden durch [18]:

$$r s p + s/\tau_s = G^s \quad (2.5)$$

Die Elektronspinpolarisation im Gleichgewicht ergibt sich aus Gln. (2.4) und (2.5) zu [18]:

$$P_n = P_n(t=0) \frac{1 - n_0 p_0 / (np)}{1 + 1/(\tau_s r p)}. \quad (2.6)$$

Dabei steht $P_n(t=0) = G^s/G$ für die Spinpolarisation zum Zeitpunkt der Lichtanregung

In einer p -dotierten Probe mit $p \approx p_0$, $n \gg n_0$ und mit Gl. (2.6) folgt:

$$P_n = \frac{P_n(t=0)}{1 + \tau/\tau_s}, \quad (2.7)$$

wobei $\tau = 1/(rp_0)$ die Elektronlebensdauer bezeichnet. Man spricht von Spinausrichtung, da für $\tau \ll \tau_s$ und $P_n \approx P_n(t=0)$ gilt und die Elektronspins in der Probe ausgerichtet sind. Im Falle einer n -dotierten Probe mit $n \approx n_0$ und $p \gg p_0$ folgt [19]:

$$P_n = \frac{P_n(t=0)}{1 + n_0/(G\tau_s)}. \quad (2.8)$$

Man spricht vom Spinpumpen, da die Spinpolarisation von G abhängt. Es ist sehr wirksam, wenn die effektive Ladungsträgerlebensdauer $\tau_{\text{eff}} = n_0/G$ kleiner oder ähnlich groß wie τ_s ist.

2.1.2 Elektrische Spinerzeugung

Im Vergleich zur optischen Anregung erlaubt die elektrische Erzeugung von Spinströmen und Spinbesetzungen technologisch umfangreichere Einsatzgebiete.

Elektrochemisches Potential

Wenn eine große Anzahl von Teilchen ein bestimmtes Volumen im thermodynamischen Gleichgewicht einnimmt, d. h. ein Teilchenreservoir bildet, so kann das Ensemble durch eine Größe, das chemische Potential μ_{ch} , charakterisiert werden. Das chemische Potential ist definiert als die Energie, die man braucht, um ein weiteres Teilchen dem System hinzuzufügen. Es wird normalerweise in Halbleitern an der Fermi-Energie zu Null gesetzt und entspricht der kinetischen Energie der Teilchen. Für kleine Abweichungen vom Gleichgewicht ($|eV_{\text{B}}| \ll k_{\text{B}}T$, Elementarladung e , elektrostatisches Potential V und Boltzmann-Konstante k_{B}) stimmt das chemische Potential mit der Überschusteilchendichte n geteilt durch die Zustandsdichte $N(E_{\text{F}})$ an der Fermi-Energie überein, $\mu_{\text{ch}} = n/N(E_{\text{F}})$. Zusätzlich kann ein Teilchen auch noch potentielle Energie besitzen. Diese zusätzliche potentielle Energie des Reservoirs bei einem elektrostatischen Potential V wird dem chemischen Potential hinzuaddiert und man erhält das elektrochemische Potential (in Abwesenheit eines Magnetfeldes):

$$\mu = \mu_{\text{ch}} - eV_{\text{B}}. \quad (2.9)$$

Standardmodell der Spininjektion

Die Theorie der elektrischen Spininjektion geht zurück auf Aronov, der 1976 die Möglichkeit der Injektion in Metalle [20], Halbleiter [21] und Supraleiter [22] vorstellte. Diese Theorie wurde nach und nach weiterentwickelt [9–11, 23–28]. Das so entstandene *Standardmodell der Spininjektion* ist in [18] und [29] beschrieben. Parallel dazu existiert ein thermodynamischer Ansatz zur Spininjektion an der Grenzfläche zwischen einem Ferromagneten (FM) und einem nichtmagnetischen Leiter (NM) [30, 31]. Der große Nachteil dieses von Johnson und Silsbee formulierten Ansatzes beruht in der Einführung einer phänomenologischen Konstante η , welche die Information zur Spinpolarisation enthält, deren direkte Berechnung allerdings nicht ermöglicht. Im Gegensatz dazu können im Standardmodell alle Messgrößen Systemparametern zugeordnet werden. Das grundsätzliche Ziel liegt in der Ermittlung der Spinpolarisation des Stromes P_j , welche die Spinakkumulation μ_{s} [eigentlich die Aufspaltung der quasichemischen Spinpotentiale $\mu_{\text{s}} = (\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow})/2$] innerhalb des nichtmagnetischen Leiters bestimmt. Die folgenden Aussagen beziehen sich nur noch auf das Standardmodell der Spininjektion.

Betrachtet wird die Spininjektion aus einem Ferromagneten (FM) in einen nicht-magnetischen Leiter (NM). Eine schematische Darstellung der FM/NM-Grenzfläche ist in Abb. 2.2 gezeigt. Zunächst wird der Transport im Ferromagneten beschrieben, bevor anschließend das System FM/NM betrachtet wird. Bei dem nichtmagnetischen Leiter kann es sich z. B. um einen dotierten Halbleiter handeln.

Den Transport innerhalb des Ferromagneten beschreibt das Standardmodell anhand von spinabhängigen Leitfähigkeiten σ_s , wobei $s = \uparrow$ oder \downarrow ist:

$$\sigma_s = N_s e^2 D_s \text{ mit } D_s = \frac{1}{3} v_{Fs} l_s. \quad (2.10)$$

Dabei steht N_s für die spinabhängige Zustandsdichte an der Fermi-Energie von Spin-up- (\uparrow) und Spin-down-Elektronen (\downarrow) und D_s für den spinabhängigen Diffusionskoeffizienten, der als Produkt der spinabhängigen Fermi-Geschwindigkeit v_{Fs} und der freien Weglänge der Elektronen l_s ausgedrückt wird.

Die Stromdichte J_s für die jeweilige Spinsorte wird durch das elektrische Feld \mathbf{E} und die Dichte n_s bestimmt:

$$\mathbf{J}_{\uparrow} = \sigma_{\uparrow} \mathbf{E} - D_{\uparrow} \nabla n_{\uparrow} \quad (2.11)$$

$$\mathbf{J}_{\downarrow} = \sigma_{\downarrow} \mathbf{E} - D_{\downarrow} \nabla n_{\downarrow} \quad (2.12)$$

Als nächstes werden Spinumklapp-Prozesse eingeführt, die durch die charakteristische Spinumklapp-Zeit $\tau_{\uparrow\downarrow}$ beschrieben werden. Diese entspricht der gemittelten Zeit, die vergeht, bevor aus einem Spin-up- ein Spin-down-Elektron geworden ist. Den umgekehrten Prozess beschreibt $\tau_{\downarrow\uparrow}$.

Aufgrund der Teilchenerhaltung muss gelten:

$$\frac{1}{e} \nabla \mathbf{J}_{\uparrow} = -\frac{n_{\uparrow}}{\tau_{\uparrow\downarrow}} + \frac{n_{\downarrow}}{\tau_{\downarrow\uparrow}}, \quad (2.13)$$

$$\frac{1}{e} \nabla \mathbf{J}_{\downarrow} = -\frac{n_{\downarrow}}{\tau_{\downarrow\uparrow}} + \frac{n_{\uparrow}}{\tau_{\uparrow\downarrow}}. \quad (2.14)$$

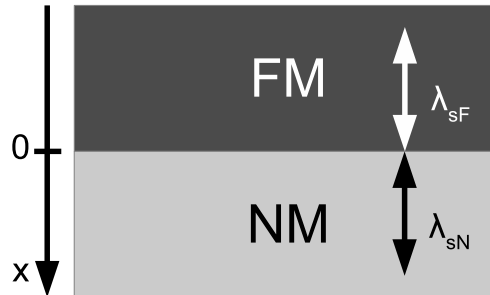


Abb. 2.2: Schematische Darstellung einer FM/NM-Grenzfläche. λ_{sF} (λ_{sN}) gibt die Spindiffusionslänge im Ferromagneten (Nichtmagneten) an.

Dabei sind $n_{\uparrow(\downarrow)}$ die Überschuss-Teilchendichten der jeweiligen Spinsorte. Wegen des detaillierten Gleichgewichts (engl., detailed balance) muss wiederum gelten $N_{\uparrow}/\tau_{\uparrow\downarrow} = N_{\downarrow}/\tau_{\downarrow\uparrow}$, d. h. die beiden Spinbesetzungen sind ohne treibende Kraft im Gleichgewicht. Damit ist klar, dass in einem Ferromagneten die beiden Zeiten $\tau_{\uparrow\downarrow}$ und $\tau_{\downarrow\uparrow}$ unterschiedlich sein müssen.

Bei der Grenzfläche aus Abb. 2.2 wird die Lösung der Drift-Diffusions-Gleichungen durch die Verwendung von einem spinabhängigen elektrochemischen Potential $\mu_s(\mathbf{r})$ anstatt der Dichte $n_s(\mathbf{r})$ erleichtert. Aus Gl. (2.9) folgt:

$$n_s(\mathbf{r}) = N_s(E_F)[\mu_s(\mathbf{r}) + eV(\mathbf{r})] \quad (2.15)$$

In dem Grenzfall, in dem die Spinrelaxationszeit viel kleiner als die Impulsstreuzeit ist, kann das ohmsche Gesetz für beide Kanäle als [23]

$$\nabla\mu_{\uparrow(\downarrow)} = -\frac{|e|}{\sigma_{\uparrow(\downarrow)}}J_{\uparrow(\downarrow)} \quad (2.16)$$

geschrieben werden.

Man kann nun zeigen, dass der Prozess der Spinumklapp-Streuung im eindimensionalen Fall durch eine Diffusionsgleichung ausgedrückt wird:

$$D_{s,av} \frac{\partial^2(\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow})}{\partial x^2} = \frac{\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}}{\tau_s}. \quad (2.17)$$

Dabei ist $D_{s,av} = D_{\uparrow}D_{\downarrow}(N_{\uparrow} + N_{\downarrow})/(N_{\uparrow}D_{\uparrow} + N_{\downarrow}D_{\downarrow})$ der gemittelte Spindiffusionskoeffizient und $\tau_s = 1/\tau_{\uparrow\downarrow} + 1/\tau_{\downarrow\uparrow}$ die Spinrelaxationszeit.

Die allgemeine Lösung von Gl.(2.17) für einen eindimensionalen Ferromagneten lautet unter Erhaltung des Ladungsstromes

$$\mu_{\uparrow} = a + bx + \frac{c}{\sigma_{\uparrow}} \exp\left(-\frac{x}{\lambda_{sF}}\right) + \frac{d}{\sigma_{\uparrow}} \exp\left(\frac{x}{\lambda_{sF}}\right) \quad (2.18)$$

$$\mu_{\downarrow} = a + bx - \frac{c}{\sigma_{\downarrow}} \exp\left(-\frac{x}{\lambda_{sF}}\right) - \frac{d}{\sigma_{\downarrow}} \exp\left(\frac{x}{\lambda_{sF}}\right) \quad (2.19)$$

mit der Spindiffusionslänge $\lambda_{sF} = \sqrt{D_{s,av}\tau_{sF}}$ und den Koeffizienten a , b , c und d . Betrachtet man den elektronischen Transport im nichtmagnetischen Leiter aus Abb. 2.2, so erhält man dasselbe Ergebnis. Verbindet man nun beide Materialien, so können die Koeffizienten a , b , c und d aus Gl. (2.18) und (2.19) anhand von Randbedingungen bestimmt werden. Für den FM/NM-Übergang aus Abb. 2.2 sind das in Abwesenheit von Spinumklapp-Prozessen an der Grenzfläche:

- die Kontinuität von μ_{\uparrow} und μ_{\downarrow} an der Grenzfläche und
- die Erhaltung der Spin-up- und Spin-down-Stromdichte J_{\uparrow} bzw. J_{\downarrow} durch die Grenzfläche.

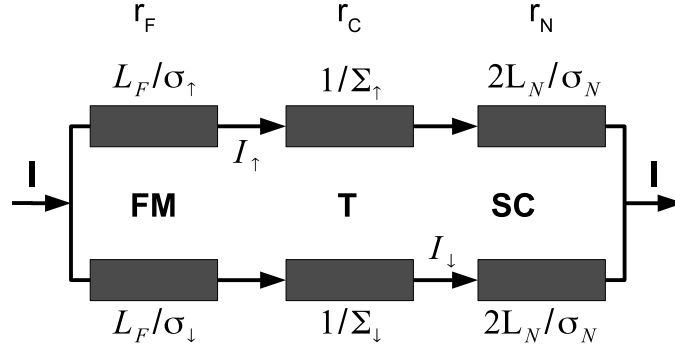


Abb. 2.3: Ersatzschaltbild für das Zwei-Strom-Widerstandsmodell eines Ferromagnet/Halbleiter-Übergangs mit einer spinselektiven Tunnelbarriere (T) zwischen dem Ferromagneten (FM) und dem Halbleiter (SC).

Das Standardmodell der Spininjektion kann anschaulich anhand eines äquivalenten Ersatzschaltbildes zusammengefasst werden, welches in Abb. 2.3 zu sehen ist [32]. Spin-up- und Spin-down-Elektronen bilden einen Parallelschaltkreis und fließen unabhängig voneinander. Jede Region des Übergangs wird durch ihren eigenen effektiven Widerstand charakterisiert, der wiederum durch die Spindiffusionslänge in der Volumenregion bzw. durch den spinabhängigen Leitwert des Kontaktes $\Sigma_{\uparrow(\downarrow)}$ bestimmt ist.

Mithilfe des Ersatzschaltbildes gelangt man zu dem zentralen Ergebnis des Standardmodells der elektrischen Spininjektion, der *Spininjektionseffizienz* [Spinpolarisation des Stromes $P_j = (I_{\uparrow} - I_{\downarrow})/I$]:

$$\begin{aligned}
 P_j(x=0) &= \frac{r_F}{r_F + r_N + r_c} \frac{\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}}{\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}} + \frac{r_c}{r_F + r_N + r_c} \frac{\Sigma_{\uparrow} - \Sigma_{\downarrow}}{\Sigma_{\uparrow} + \Sigma_{\downarrow}} \\
 &= \frac{r_F}{r_F + r_N + r_c} P_{\sigma F} + \frac{r_c}{r_F + r_N + r_c} P_{\Sigma} \\
 &= \langle P_{\sigma} \rangle_R,
 \end{aligned} \tag{2.20}$$

wobei

$$r_F = \lambda_{sF} \frac{\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}}{4\sigma_{\uparrow}\sigma_{\downarrow}}, \tag{2.21}$$

$$r_c = \frac{\Sigma_{\uparrow} + \Sigma_{\downarrow}}{4\Sigma_{\uparrow}\Sigma_{\downarrow}} \text{ und } \tag{2.22}$$

$$r_N = \frac{\lambda_{sN}}{\sigma_N} \tag{2.23}$$

die effektiven Spinwiderstände des Ferromagneten, des Kontaktes und des nichtmagnetischen Leiters bezeichnen.

Eine weitere wichtige Größe, die allerdings nicht aus dem Ersatzschaltbild abgeleitet werden kann, ist die Spinakkumulation μ_{sN} in der nichtmagnetischen Region direkt hinter der Grenzfläche. Die Größe wird hier nur als Ergebnis angegeben [18, 29]:

$$\mu_{sN}(x=0) = -JP_j r_N. \quad (2.24)$$

Gl. (2.24) soll dazu dienen, zwei Begriffe zu klären. Falls $J < 0$ ist, so fließen Elektronen aus dem Ferromagneten in den Nichtmagneten und die Spinakkumulation ist positiv, d. h. $\mu_{sN}(0) > 0$ und man spricht von *Spininjektion*. Falls $J > 0$ ist, fließen Elektronen aus dem Nichtmagneten in den Ferromagneten, d. h. $\mu_{sN}(0) < 0$ und man spricht von *Spinextraktion*.

Zwei wichtige Spezialfälle des Spininjektions-Modells ergeben sich für transparente Kontakte und Tunnelkontakte.

Transparente Kontakte

Von einem transparenten Kontakt spricht man, wenn der effektive Widerstand des Kontaktes (r_c) viel kleiner als die effektiven Widerstände des Ferromagneten (r_F) und des NM (r_N) ist: $r_c \ll r_F, r_N$.

In diesem Fall wird der FM/NM-Kontakt durch folgende Gleichungen charakterisiert:

$$P_j = \frac{r_F}{r_F + r_N} P_{\sigma F}. \quad (2.25)$$

Damit hängt die Spininjektion von den Spineigenschaften des Ferromagneten ab. Handelt es sich bei dem FM und dem NM um Materialien mit ähnlicher Leitfähigkeit $r_F \approx r_N$, so ist die Spininjektionseffizienz relativ groß:

$$P_j \approx \frac{1}{2} P_{\sigma F}. \quad (2.26)$$

Dies ist normalerweise bei der Spininjektion von ferromagnetischen Metallen in nichtmagnetische Metalle bzw. von ferromagnetischen Halbleitern in nichtmagnetische Halbleiter der Fall.

Die Spininjektion aus einem ferromagnetischen Metall in einen Halbleiter hingegen wird erschwert, weil der Widerstand des Halbleiters im Normalfall wesentlich größer als der des Metalls ist ($r_F \ll r_N$), wodurch folgendes gilt:

$$P_j \approx \frac{r_F}{r_F + r_N} P_{\sigma F} \ll P_{\sigma F}. \quad (2.27)$$

Man erkennt, dass die Spininjektionseffizienz stark reduziert ist. Dieses Phänomen ist bekannt unter dem Ausdruck „Leitfähigkeitsfehlانpassung“ (engl. conductivity mismatch, CM)[9].

Mittels des Ersatzschaltbildes in Abb. 2.3 lassen sich die physikalischen Grundlagen illustrieren. Man nehme zunächst an, dass Spin-up- und Spin-down-Elektronen

in verschiedenen Kanälen unabhängig voneinander durch die SC/FM Grenzfläche fließen. Der Gesamtstrom kann mittels eines Parallelschaltkreises spinabhängiger Kanäle dargestellt werden. Während der Widerstand beider Kanäle im spinunpolarisierten Halbleiter $2R_N$ beträgt, unterscheiden sich die Widerstände der Kanäle im Ferromagneten wie folgt:

$$R_F^{\uparrow\downarrow} = \frac{2R_F}{1 \pm P_\sigma}. \quad (2.28)$$

Dabei stehen $R_{N(F)}$ für den Gesamtwiderstand des Halbleiters (Ferromagneten) und $P_\sigma = (\sigma_\uparrow - \sigma_\downarrow)/(\sigma_\uparrow + \sigma_\downarrow)$ für die Volumen Spinpolarisation. $\sigma_{\uparrow(\downarrow)}$ ist die Leitfähigkeit der jeweiligen Spinkanäle im Ferromagneten. Die Strompolarisation für den Ersatzschaltkreis lässt sich berechnen zu:

$$P_j = P_\sigma \frac{R_F}{R_N} \frac{1}{\frac{R_F}{R_N} + (1 - P_\sigma^2)}. \quad (2.29)$$

Gleichung (2.29) gilt bei Vernachlässigung von Spinumklapp-Prozessen. Werden diese berücksichtigt, so beschränkt sich Gl. (2.29) nur auf den Bereich innerhalb der Spindiffusionslänge $\lambda_{sf} = \sqrt{D_{s,av} \tau_s}$. In diesem Fall sollten die Widerstände R_F und R_{SC} durch λ_{sF}/σ_F bzw. λ_{sN}/σ_N ersetzt werden. Damit ändert sich Gl. (2.29) zu

$$P_j = P_\sigma \frac{\lambda_{sF}}{\sigma_F} \frac{\sigma_N}{\lambda_{sN}} \frac{1}{(\lambda_{sF}\sigma_N)/(\lambda_{sN}\sigma_F) + (1 - P_\sigma^2)}. \quad (2.30)$$

Typischerweise ist der Widerstand des Halbleiters größer als der des Metalls $R_{FM} \ll R_{SC}$, womit gemäß Gl. (2.29) der R_F/R_N -Term die Spinpolarisation des Stromes dominiert. Damit ergibt sich ein fundamentales Hindernis für die Spininjektion in den Halbleiter.

Umgangen werden kann dieses Problem durch die Einführung einer Tunnelbarriere zwischen FM und Halbleiter [10, 11, 33]. Die Spinselektivität ($\Sigma_\uparrow - \Sigma_\downarrow \neq 0$) folgt auf natürliche Weise aus der Spinpolarisation der Zustandsdichte des Ferromagneten an der Fermi-Energie, die der entscheidende Ausdruck bei einer mathematischen Behandlung des Tunnelprozesses ist.

Tunnelkontakte

Mindestens zwei Wege existieren, um eine Tunnelbarriere an einer FM/SC-Grenzfläche zu realisieren. Einer besteht in der Erzeugung einer maßgeschneiderten Bandverbiegung, was in einer Schottky-Barriere resultiert und den Normalfall zwischen FM und SC darstellt. Der andere besteht in der Einführung einer einzelnen isolierenden Schicht, wie z. B. einer Oxidschicht. Von Oxiden wie MgO ist bekannt, dass sie zusätzlich spinfilternd wirken [34, 35]. Die erfolgreiche Spininjektion aufgrund des Einsatzes einer Oxidbarriere bzw. einer Schottky-Barriere wurden bereits in der Literatur gezeigt [12, 36–39].

Bei Oxidbarrieren muss darauf geachtet werden, dass deren Dicke homogen und die Schicht geschlossen ist. Die mit der Oxidbarriere verbundenen zusätzlichen Grenzflächen können zu Defekten oder kleinen Strömen führen.

Die Verwendung von Halbmetallen (aus dem englischen half-metal), d. h. Materialien mit einer 100%igen Spinpolarisation an der Fermi-Energie, als ferromagnetische Injektoren stellt einen weiteren Weg dar, um das „Conductivity Mismatch“-Problem zu umgehen [9]. Ersichtlich wird das aus Gl. (2.20) und Gl. (2.21). Da nur eine Spinsorte vorhanden ist, wird r_F sehr groß und die Spinpolarisation im Halbleiter wird maximal. Somit stellen Halbmetalle den vielversprechendsten Ansatz bei der Spininjektion in Halbleiter dar.

Von Tunnelkontakten spricht man, falls der Kontaktwiderstand dominiert: $r_c \gg r_F, r_N$. Die Spininjektion bei Tunnelkontakten wird durch folgende Gleichung charakterisiert:

$$P_j = P_\Sigma, \quad (2.31)$$

Die Einführung eines Tunnelkontaktes löst somit das „Conductivity Mismatch“-Problem und ermöglicht die Spininjektion von einem ferromagnetischen Metall in einen Halbleiter.

2.1.3 Spinextraktion

Die Spinextraktion stellt eine weitere Methode zur Erzeugung einer Spinpolarisation an einer Ferromagnet/Halbleiter-Grenzfläche dar, bei der ein Elektronenstrom vom Halbleiter in den Ferromagneten fließt. Theoretisch wurde dies durch die Reflexion der Spins an dieser Grenzfläche und einer damit verbundenen Spinausrichtung erklärt[40]. Dank der Experimente mit einer FM/SC-Hybridstruktur, die in Vorwärtsrichtung vorgespannt wurde, versteht man das Zustandekommen der Spinakkumulation im Halbleiter[41]. Äquivalent zur Betrachtung der Reflexion an der FM/SC-Grenzfläche[40] erklärt man die Extraktion anhand des Zwei-Strom-Modells, bei dem die Transmissionskoeffizienten der Spinmajoritäts- und Spinminoritätsladungsträger unterschiedlich sind. Folglich werden bei der Spinextraktion Elektronen, deren Spins parallel zur Magnetisierungsrichtung des Ferromagneten orientiert sind, transmittiert, während Elektronen mit antiparallelem Spin reflektiert werden. Durch diese Art der Selektion entsteht innerhalb des Halbleiters ein Überschuss einer Spinausrichtung. Die so entstandene Spinakkumulation kann detektiert werden. Im Rahmen des Standardmodells der Spininjektion wurde die Spinextraktion bereits in Gl. (2.24) eingeführt.

2.1.4 Thermische Spininjektion

Zur Erzeugung einer Spinakkumulation in nichtmagnetischen Metallen wurde ausgenutzt, dass sich die Seebeck-Koeffizienten der Spin-up- und Spin-down-Elektronen

in Ferromagneten in der Regel unterscheiden [42]. Der Seebeck-Koeffizient ist dabei ein Maß für die Stärke der induzierten thermoelektrischen Spannung eines Materials, die durch einen Temperaturunterschied entlang des Materials verursacht wurde. Ein thermischer Gradient im FM induziert dabei parallel zum Wärmestrom einen Spinstrom. Wird dieser Spinstrom auf eine Grenzfläche mit einem nichtmagnetischen Metall gerichtet, so durchquert der Spinstrom die Grenzfläche und sorgt für eine Spinakkumulation innerhalb des NM. Dieser Effekt ist proportional zur Differenz der Seebeck-Koeffizienten der Majoritäts- und Minoritäts-Ladungsträger im FM.

Eine weitere Art zur Erzeugung einer Spinakkumulation innerhalb eines Halbleiters stellt das Seebeck-Spintunneln dar [43, 44], welches als thermoelektrisches Analogon zur elektrischen Spininjektion angesehen werden kann. Die Ursache für den Effekt stellt die Spinabhängigkeit des Seebeck-Koeffizienten eines magnetischen Tunnelkontakts dar. Durch die Einstellung eines Temperaturunterschieds zwischen einem ferromagnetischem Tunnelkontakt und einer darunterliegenden Halbleiterschicht kann ein signifikanter Spinfluss generiert werden, wie dies z. B. für CoFe-Kontakte auf Si bereits gezeigt wurde [43]. Dieser thermische Spinstrom existiert unabhängig von einem Ladungsstrom durch den Kontakt.

2.1.5 Spinpumpen

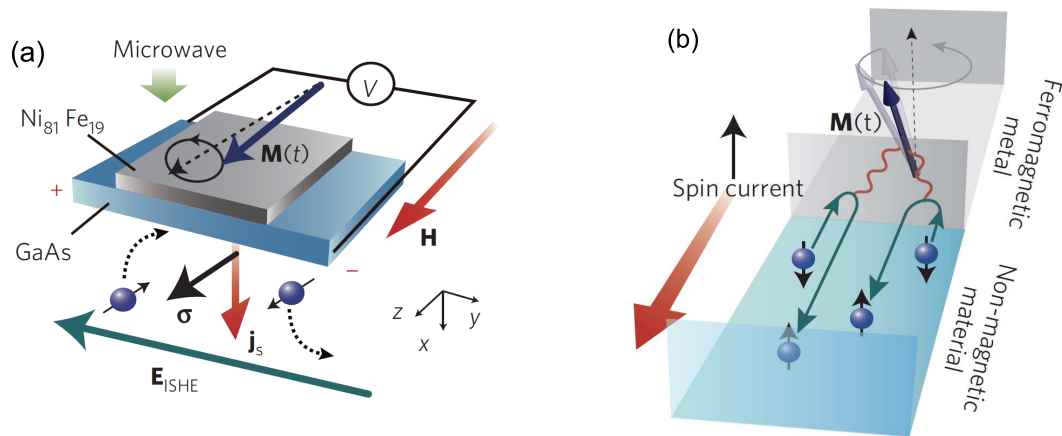


Abb. 2.4: Schematische Darstellungen (a) der Spininjektion durch das Spinpumpen (aus [45]) und (b) der dynamischen Austauschwechselwirkung an einem FM/NM-Übergang (aus [45]).

Bei der elektrischen Spininjektion wird die Spinakkumulation innerhalb des Halbleiters durch das Durchqueren eines spinpolarisierten Stromes durch eine FM/SC-

Grenzfläche erzeugt. Das sogenannte „Spinpumpen“ (engl. spin pumping) stellt eine alternative Möglichkeit der Spininjektion dar, bei der die Injektion eines reinen Spinstromes, d. h. des Flusses von Elektronenspins ohne gleichzeitigen Flusses der Ladung, erzeugt wird. Bei diesem Prozess ist die Spininjektion aus einem FM in einen SC auch im Falle von ohmschen Kontakten möglich.

In einem System, welches dem aus Abb. 2.2 gleicht, werden ein externes Magnetfeld in der Ebene und ein Mikrowellenfeld senkrecht dazu angelegt [Abb. 2.4(a)]. Das Mikrowellenfeld übt ein Drehmoment auf die Magnetisierung der FM-Schicht aus, welches zu einer Präzessionsbewegung dieser Magnetisierung führt. Sie ist maximal, wenn die Mikrowellenfrequenz und das externe Magnetfeld eine bestimmte Resonanzbedingung erfüllen [46], d. h. die Präzessionsfrequenz der Magnetisierung und die Mikrowellenfrequenz ähnlich sind. Die dauerhafte Präzession der Magnetisierung wird durch den Ausgleich zwischen der Wirkung des Drehmoments und der Dämpfung der Magnetisierungsbewegung erhalten. Die Dämpfung erfolgt aufgrund der dynamischen Austauschwechselwirkung zwischen den lokalisierten Spins des FM und den Spins der Ladungsträger in dem SC und führt zur Erzeugung eines Spinstromes an der Grenzfläche auf der Halbleiterseite [Abb. 2.4(b)]. Die Bewegung der Magnetisierung fungiert als Spinpumpe, die den Drehimpuls von dem Ferromagneten in den Halbleiter transferiert. Im Fall der ferromagnetischen Resonanz (FMR) ist das „Spinpumpen“ maximal.

2.2 Spintransport

Für mögliche spinbasierte Bauelemente wie auch für das grundlegende Verständnis ist die Kenntnis des Transports von Spininformationen in Halbleitern wichtig. Eine entsprechende Theorie berücksichtigt sowohl die Spinkohärenz als auch den Spintransport. Durch den Gebrauch der Zeiten T_1 und T_2 kann die zeitliche Entwicklung der longitudinalen und transversalen Spinkomponenten bzgl. einer Quantisierungsachse (gegeben durch die externe Magnetfeldorientierung) berücksichtigt werden. Bei dem Transport von Spins wird der theoretische Formalismus von metallischen Systemen [11, 23, 24, 30, 31, 47] auf Halbleiter übertragen und ggf. erweitert [48]. Die Transporttheorie findet sich in einem Übersichtsartikel [29].

2.2.1 Relaxationsprozesse

Die zeitliche Entwicklung eines Spinensembles kann mittels klassischer Bewegungsgleichungen beschrieben werden, obwohl es sich bei dem Elektronenspin um eine fundamentale, quantenmechanische Eigenschaft des Elektrons handelt [14].

Das Verschwinden einer Nichtgleichgewichts-Spinpolarisation wird als Spinrelaxation bezeichnet. Die Spinrelaxation ist im Allgemeinen die Folge von sich zeitlich verändernden Magnetfeldern. Meistens handelt es sich dabei um effektive Ma-

gnetfelder, die aus der Spin-Bahn-Wechselwirkung im Halbleiter resultieren. Dabei wird zur Beschreibung der Elektronspin-Besetzung der gemittelte Elektronspin $\mathbf{S} = \sum_{i=1}^n \mathbf{s}_i / N$ verwendet, wobei \mathbf{s}_i den Spin des einzelnen Elektrons und N die Gesamtzahl der Elektronen darstellt.

Normalerweise bezeichnet \mathbf{B} die magnetische Induktion und \mathbf{H} die magnetische Feldstärke. Im Vakuum sind beide Größen proportional zueinander ($\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$). In der Materie ist der Zusammenhang etwas komplizierter [$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$], wobei \mathbf{M} für die Magnetisierung steht. \mathbf{H} wird nun mit dem freien Strom und \mathbf{B} mit dem tatsächlichen (Gesamt-)Strom verknüpft. In dieser Doktorarbeit wird für das äußere Magnetfeld das Symbol \mathbf{B} benutzt. Mit Ausnahme von Abschnitt 3.2, in dem wie üblich die Magnetisierung als Funktion der magnetischen Feldstärke \mathbf{H} dargestellt wird.

Beim Anlegen eines Magnetfeldes unter einem bestimmten Winkel zur Quantisierungsachse wirkt ein Drehmoment auf die Elektronspins, welches zu einer Präzession dieser mit der Larmorfrequenz

$$\Omega_L = \frac{g\mu_B}{\hbar} \mathbf{B} = \gamma \mathbf{B} \quad (2.32)$$

führt. Dabei ist g der Landé-Faktor und μ_B das Bohrsche Magneton. $\gamma = g\mu_B/\hbar$ steht für das gyromagnetische Verhältnis mit dem reduzierten Planckschen Wirkungsquantum $\hbar = h/2\pi$.

Die Spinrelaxation wird normalerweise mittels der sogenannten Bloch-Gleichungen beschrieben. S sei der Spin eines Spinensembles, auf den ein statisches Magnetfeld B_0 in z -Richtung wirkt. Die zeitliche Entwicklung der drei Spinkomponenten im Magnetfeld $\mathbf{B} = B_0 \mathbf{e}_z$ ergibt sich unter Berücksichtigung der Diffusion zu:

$$\frac{\partial S_x}{\partial t} = \gamma(S \times \mathbf{B})_x - \frac{S_x}{T_2} + D\nabla^2 S_x, \quad (2.33)$$

$$\frac{\partial S_y}{\partial t} = \gamma(S \times \mathbf{B})_y - \frac{S_y}{T_2} + D\nabla^2 S_y, \quad (2.34)$$

$$\frac{\partial S_z}{\partial t} = \gamma(S \times \mathbf{B})_z - \frac{S_z - S_{0z}}{T_1} + D\nabla^2 S_z \quad (2.35)$$

Dabei ist S_{0z} der Wert der Spinorientierung im thermischen Gleichgewicht in einem statischen magnetischen Feld B_{0z} . Die Zeiten T_1 und T_2 werden als Spinrelaxations- bzw. Spindephasierungszeit bezeichnet. T_1 beschreibt die Zeit, die eine Nichtgleichgewichts-Spinbesetzung benötigt, um den thermischen Gleichgewichtswert zu erreichen, während T_2 die Dephasierung des Spins senkrecht zur Richtung des statischen Magnetfeldes angibt. Räumliche Inhomogenitäten von B_0 beeinflussen T_2 , stellen aber keinen wirklichen Relaxationsprozess dar. Zur Beschreibung dieser Prozesse wird die Zeit T_2^* eingeführt [49]. Grundsätzlich kann jede Inhomogenität oder Fluktuation der Spinwechselwirkung mit der Umgebung zur Relaxation oder Dephasierung führen. Allerdings gibt es für die hauptsächlich in der Spintronik verwendeten Materialien vier Mechanismen, die besonders effizient sind.

- **Elliott-Yafet(EY)**-Mechanismus: Dabei relaxieren die Spins aufgrund von Impulsstreuung an Störstellen oder Phononen. Die Relaxation findet während des Streuprozesses statt und die Spinrelaxationsrate $1/\tau_s$ ist folglich um so größer, je größer die Impuls-Relaxationsrate $1/\tau_p$ ist. Der Elliott-Yafet-Mechanismus dominiert in Metallen und in Halbleitern mit kleiner Bandlücke sowie in zentrosymmetrischen Halbleitern wie z. B. Si.
- **Dyakonov-Perel(DP)**-Mechanismus: In Halbleitern ohne Inversionszentrum führt die Spin-Bahn-Wechselwirkung zu effektiven, impulsabhängigen Magnetfeldern [29]. Der Spin eines sich bewegenden Elektrons fühlt ein effektives magnetisches Feld, um das er präzediert. Wird das Elektron gestreut, so ändert sich auch dessen Impuls und folglich auch das auf ihn wirkende effektive magnetische Feld (sowohl in Betrag als auch Richtung), d. h. die Präzessionsachse und -frequenz ändern sich zufällig. Anders als beim EY-Mechanismus findet die Spinrelaxation zwischen den Streueignissen statt, womit eine höhere Anzahl an Streuvorgängen weniger Relaxation zur Folge hat. Der Dyakonov-Perel-Mechanismus dominiert in Halbleitern ohne Inversionszentrum, z. B. in Zinkblende-Halbleitern wie GaAs.
- **Bir-Aronov-Pikus(BAP)**-Mechanismus: Dieser in p -dotierten Halbleitern dominierende Relaxationsmechanismus ist die Folge der Austauschwechselwirkung zwischen Elektronen und Löchern. Während die Austauschwechselwirkung zwischen Elektronen spinerhaltend ist, ist sie das bei Elektron-Loch-Paaren nicht. Bei der Wechselwirkung zwischen z. B. einem Spin-up-Elektron und einem Spin-down-Loch bleibt nur der Gesamtspin erhalten.
- **Hyperfein-Wechselwirkung**: Die magnetische Wechselwirkung der magnetischen Momente von Elektronen und Kernen ist ein Mechanismus, der zur Spindephasierung von Spinensembles oder lokalisierten Elektronen, wie sie in Quantenpunkten oder an Störstellen zu finden sind, führen kann [50]. Hier wird die Wellenfunktion des Elektrons mit den Wellenfunktionen mehrerer tausend Kernspins überlagert, die einen Spinumklapp bewirken oder vielmehr zur Dephasierung führen können. In den später gezeigten Spinventil-Messungen wird die Hyperfein-Wechselwirkung in Form der „dynamischen Kernpolarisation“ (engl. dynamic nuclear polarization, DNP) sichtbar [14, 51, 52].

2.3 Spinmanipulation

Die Spinmanipulation ist eine der Voraussetzungen zum Betrieb eines Spin-Feldefekttransistors (Spin-FET). In dem von Datta und Das vorgeschlagenen Spin-FET

[53] erfolgt die Spinmanipulation mittels einer elektrischen Elektrode, welche zu einer Präzession der Spins führt, wie sie z. B. beim Anlegen eines externen Magnetfeldes auftritt. Für spintronische Bauelemente sind insbesondere Spinmanipulationsmechanismen interessant, die durch elektrische Signale gesteuert werden können. Grundlage eines solchen Mechanismus ist der sogenannte Rashba-Effekt [54], welcher auf der Spin-Bahn-Wechselwirkung beruht. Die experimentelle Beobachtung des Rashba-Effekts gelang Ende der 1990er Jahre [55]. Die Präzessionsfrequenz ist dabei proportional zum elektrischen Feld, zum Impuls der Ladungsträger und zur Spin-Bahn-Kopplungsstärke. Um den Rashba-Effekt für spintronische Bauelemente ausnutzen zu können, muss daher bei der Wahl von Halbleitern ein Kompromiss hinsichtlich der Stärke der Spin-Bahn-Wechselwirkung gefunden werden (siehe Kapitel 3).

Rashba-Effekt

Der Rashba-Effekt basiert auf der Spin-Bahn-Wechselwirkung [54] und tritt z. B. in zweidimensionalen Systemen auf, in denen ein elektrisches Feld senkrecht zur Ebene wirkt, in welcher die Elektronenbewegung erfolgt. Die Spin-Bahn-Wechselwirkung ist ein relativistischer Effekt, der in der nicht-relativistischen Näherung der Dirac-Gleichung als folgender Term auftritt:

$$H_{SO} = \frac{e\hbar}{4m^2c^2} \left[\boldsymbol{\sigma} \cdot \left(\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right) \right] e\phi(\mathbf{r}) \left[\boldsymbol{\sigma} \cdot \left(\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right) \right], \quad (2.36)$$

wobei $\phi(\mathbf{r})$ ein Potential, \mathbf{p} der Elektronimpuls, \mathbf{A} das Vektorpotential, m die Elektronenmasse und c die Lichtgeschwindigkeit sind. In einem zwei-dimensionalen Elektronengas (2DEG), welches auf die xy -Ebene durch ein elektrostatisches Potential $V_c(z)$ begrenzt ist, ist das Potential $\phi(\mathbf{r})$ aus Gl. (2.36) nichts anderes als $\phi(z) = V_c(z)/e$ mit dem zugehörigen elektrischen Feld $E(z) = -\frac{\partial\phi}{\partial z}$. Bei geschickter Wahl des Vektorpotentials, das zu einem magnetischen Feld $|\mathbf{B}|$ führt, liest sich der Spin-Bahn-Wechselwirkungsterm als:

$$H_{SO} = \frac{e\hbar E_z}{4m^2c^2} \left[ip_z + \sigma_x \left(p_y - \frac{e}{c} A_y \right) - \sigma_y \left(p_x - \frac{e}{c} A_x \right) \right]. \quad (2.37)$$

Nimmt man nun an, dass die Quantisierung in z -Richtung so stark ist, dass nur ein Subband besetzt ist, so ergibt der p_z -Term eine Konstante. Diese wird üblicherweise zu Null gesetzt und der Spin-Bahn-Wechselwirkungsterm erhält die üblicherweise in der Literatur angetroffene Form

$$H_{SO} \equiv H_R = \alpha_R [\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{k}]_z, \quad (2.38)$$

mit der Rashba-Konstante

$$\alpha_R = \frac{e\hbar E_z}{4m^2c^2}, \quad (2.39)$$

und dem Elektron-Wellenvektor

$$\mathbf{k} = \frac{1}{\hbar} \left(\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right).$$

Der Hamilton-Operator für den Fall, dass der Rashba-Term alle Spineffekte dominiert, lautet demnach $H_{\text{tot}} = H_{\text{k}} + H_{\text{R}}$, wobei $H_{\text{k}} = \hbar^2 k^2 / (2m^*)$ der kinetische Energieanteil des Hamilton-Operators mit der effektiven Elektronmasse m^* ist. Die Eigenzustände für die Spin-up- und Spin-down-Elektronen sind demnach [54]:

$$E^{\pm}(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm \alpha |k|. \quad (2.40)$$

Setzt man das Vektorpotential \mathbf{A} in Gl. (2.37) zu Null, so wird die Ähnlichkeit zum Zeeman-Term ersichtlich und man versteht die Analogie zwischen dem äußeren elektrische Feld und einem effektiven Magnetfeld:

$$H_{\text{SO}} = \frac{e\hbar}{4m^2c^2} \sigma (\mathbf{E} \times \mathbf{p}) = \frac{1}{2c} \mu_{\text{m}} (\mathbf{E} \times \mathbf{v}) \quad (2.41)$$

$$\mu_{\text{m}} \equiv \frac{e\hbar}{mc} \mathbf{S}, \text{ magnetisches Moment.} \quad (2.42)$$

Der Winkel Θ , um den sich der Spinvektor nach einer Wechselwirkungslänge L gedreht hat, beträgt [53]:

$$\Delta\Theta = \frac{2m^* \alpha L}{\hbar^2}. \quad (2.43)$$

Der Rashba-Effekt ist mit dem elektrischen Feld im Halbleiter verbunden. Dieses Feld kann mittels einer Gate-Spannung variiert und damit gesteuert werden. Folglich ist eine elektrisch gesteuerte Spinmanipulation möglich. Dies ist eine Besonderheit des 2DEG an einem Hetero-Übergang im Vergleich zu Volumenstrukturen. Bei letzteren gibt es auch eine Spin-Bahn-Wechselwirkung (z. B. Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung), welche allerdings durch die besonderen Eigenschaften der Zinkblende-Kristallstruktur entstehen. Das Abstimmen dieser Volumen-Spin-Bahn-Effekte ist daher sehr schwierig. Die Veränderbarkeit der Stärke des Rashba-Effekts bei gleichzeitig konstantem Dresselhaus-Effekt nutzt wiederum ein weiterer vorgeschlagener Spin-FET zur Steuerung aus [56].

2.4 Spindetektion

2.4.1 Optische Spindetektion

In der Halbleiter-Spintronik haben sich zwei Einsatzgebiete herauskristallisiert, bei denen die optische Spindetektion zum Einsatz kommt. Zum einen handelt es sich um

die Untersuchung der Spininjektion an einer FM/SC-Grenzfläche und zum anderen um die Untersuchung von Spinlebensdauern sowie spinabhängigen Streuprozessen. Je nach Fragestellung wählt man zwischen zwei experimentellen Konzepten:

- (A) Emission (Rekombination der spinpolarisierten Elektronen mit unpolarisierten Löchern [siehe Kapitel 2.1.1]) und
- (B) Optische Kerr-(Faraday-)Rotation

Im Fall (A) besteht das Grundkonzept in der Analyse der zirkularen Polarisation der Lumineszenzintensität, die bei der Rekombination von spinpolarisierten Elektronen mit unpolarisierten Löchern emittiert wird. Anhand der in Abschnitt 2.1.1 vorgestellten Auswahlregeln ist es möglich, die Spinpolarisation der rekombinierenden Elektronen zu bestimmen. Dieser Zusammenhang wird bei der Bestimmung der Spininjektionseffizienz mittels Spin-LEDs ausgenutzt, bei denen ein ferromagnetisches Metall als Injektor fungiert. Die ersten Nachweise von Spininjektion mit dieser Methode gelangen unter der Verwendung von magnetischen Halbleitern als Injektormaterialien [57, 58], bevor die Erweiterung auf ferromagnetische Metalle als Injektormaterialien glückte [12]. Seither wurden mithilfe dieser Methode viele Materialien bzgl. ihrer Eignung als Spininjektoren untersucht [39, 59–62].

Obwohl es auch Methoden gibt die eher dem Fall (A) zuzuordnen sind, wie z. B. die zeitaufgelöste Messung der Photolumineszenz-Polarisation, so wird vor allem der Fall (B) zur Untersuchung der Spindynamik verwendet. Dabei erfolgt eine resonante Anregung („Pump-Prozess“) von spinpolarisierten Elektronen gefolgt von deren (zeit- und/oder ortsabhängigen) optischen Detektion, die oft als „Tasten“ (engl.: probe) bezeichnet wird. Anhand der Drehung der Polarisationsebene des Tast-Strahls lassen sich Rückschlüsse auf die Spinpolarisation der Probe ziehen. Die Messung der Polarisation erfolgt anhand des an der Probe reflektierten (Kerr) bzw. die Probe durchdringenden (Faraday) Tast-Strahls.

Das Anlegen eines zusätzlichen äußeren Magnetfeldes, das eine Komponente senkrecht zur Richtung der gemittelten injizierten Spinorientierung besitzt, erlaubt die Gewinnung zusätzlicher Probeninformationen, wie z. B. die Bestimmung des Landé-Faktors oder Informationen über die Anisotropie der Spinlebensdauer bzgl. der verschiedenen kristallographischen Achsen. Mittels Kerr-Messungen gelang der Nachweis einer Spindiffusionslänge von bis zu 100 μm [63] in GaAs. Dies bestätigt, dass der Spin in Halbleitern über Entfernungen von der Dimension elektronischer Bauelemente transportiert werden kann.

2.4.2 Elektrische Spindetektion

Bei der elektrischen Spininjektion werden spinpolarisierte Elektronen aus einem Ferromagneten in einen Nichtmagneten injiziert und resultieren dort in einer Spinakkumulation. Der inverse Prozess, der 1980 [64] vorgeschlagen und 1985 [47] gezeigt

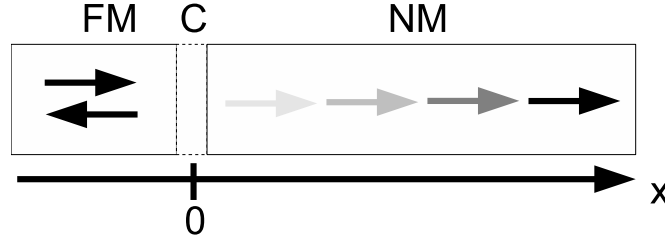


Abb. 2.5: Schematische Darstellung der Silsbee-Johnson Spin-Ladungs-Kopplung. Der Spin diffundiert von dem rechten Ende der NM-Region hin zum FM und dem Kontakt. In einem offenem Stromkreis entsteht durch die Nähe einer Spinakkumulation und einer Gleichgewichts-Spinpolarisation eine EMF (oder ein Stromfluss in einem geschlossenem Stromkreis). Die Größe der Spinpolarisation ist durch Graustufungen der Pfeile angedeutet.

wurde, ist unter dem Namen „Silsbee-Johnson Spin-Ladungs-Kopplung“ bekannt. Die Erzeugung einer Spinakkumulation in einem nichtmagnetischen Leiter, der sich in der Umgebung eines Ferromagneten befindet, führt zu einem Stromfluss in einem geschlossenen und zu einer elektromotorischen Kraft (EMF) in einem offenen Stromkreis.

Das Standardmodell der Spininjektion erlaubt die Berechnung der EMF in einem physikalischen System wie in Abb. 2.5 gezeigt. Ausgehend von einem FM/NM-Übergang ohne Stromfluss ($I = 0$), bei dem die Spinakkumulation am rechten Ende des nichtmagnetischen Leiters erhalten bleibt (z. B. durch optische oder elektrische Spininjektion)

$$\mu_{sN}(\infty) \neq 0, \quad (2.44)$$

und einer ferromagnetischen Region, bei der die beiden Spinsorten am linken Ende im Gleichgewicht sind

$$\mu_{sF}(-\infty) = 0, \quad (2.45)$$

gelangt man zu einem Ausdruck für die EMF. Diese ist definiert durch

$$\text{EMF} = \mu_N(\infty) - \mu_F(-\infty) \quad (2.46)$$

und gibt das Abklingen des quasichemischen Potentials an dem FM/NM-Übergang an*. Ist solch ein Abklingen gegeben, so wirkt das System als eine Art Batterie; schließt man den Stromkreis, so fließt ein Ladungsstrom. Ist das System im elektrischen wie auch im Spingleichgewicht, so muss das Abklingen des quasichemischen Potentials verschwinden. Es lässt sich zeigen, dass der Abfall des chemischen Potentials einem Abfall des elektrostatischen Potentials entspricht [29], womit die elektromotorische Kraft als Spannung gemessen werden kann.

*Bitte beachten: $\mu_s = (\mu_\uparrow - \mu_\downarrow)/2$, $\mu = (\mu_\uparrow + \mu_\downarrow)/2$

Letztendlich gelangt man zu folgendem Ausdruck für die EMF [29]:

$$\text{EMF} = -P_j \mu_{\text{sN}}(\infty) \quad (2.47)$$

mit dem in Gl. (2.20) definiertem P_j .

Gemäß der Spin-Bahn-Kopplung in Gl. (2.47) baut sich eine EMF auf, sobald eine Gleichgewichts-Spinpolarisation (hier P_j) mit einer Nichtgleichgewichts-Spinakkumulation [hier $\mu_{\text{sN}}(\infty)$] in Kontakt gebracht wird. Die elektrische Detektion einer Spinakkumulation wird dadurch möglich, indem man z. B. eine ferromagnetische Elektrode oberhalb einer Spinakkumulation platziert.

Spin-Hall-Effekt

Bei dem Spin-Hall-Effekt (SHE) handelt es sich um ein Transportphänomen, das durch Dyakonov und Perel mittels eines phänomenologischen Modells beschrieben wird [19, 65] und das aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung zustande kommt. Die Namensgebung geht auf Hirsch zurück [66]. In einem System mit Spin-Bahn-Kopplung, wird ein Spinstrom \mathbf{I}_s mit Spinpolarisationsvektor $\boldsymbol{\sigma}$ senkrecht zu einem angelegten Ladungsstrom \mathbf{I}_c vorhergesagt: $\mathbf{I}_s = \frac{I_s}{I_c} \mathbf{I}_c \times \boldsymbol{\sigma}$.

In einer stromdurchflossenen Probe entstehen entgegengesetzte Gradienten innerhalb der elektrochemischen Potentiale der Spin-up- und Spin-down-Elektronen, was demnach in der Anhäufung von entgegengesetzten Spinorientierungen an den gegenüberliegenden Seiten der Probe resultiert [Abb. 2.6(a)]. Ein Ladungsungleichgewicht an den Enden der Probe stellt sich nicht ein. Anders als bei dem Hall-Effekt ist kein externes Magnetfeld erforderlich. Vielmehr wirkt ein externes Magnetfeld, das senkrecht zur Spinpolarisation angelegt wird, kontraproduktiv, da es zur Präzession der Spins führt und den SHE verschwinden lässt.

Zur Detektion von Spins eignet sich nun der inverse Spin-Hall-Effekt (ISHE), bei dem ein Ladungsstrom senkrecht zur Spinpolarisation und zum Gradienten des Spinpolarisationsgrades fließt $\mathbf{I}_c = \frac{I_s}{I_c} \mathbf{I}_s \times \boldsymbol{\sigma}$ [Abb. 2.6(b)]. Der ISHE konnte mit-

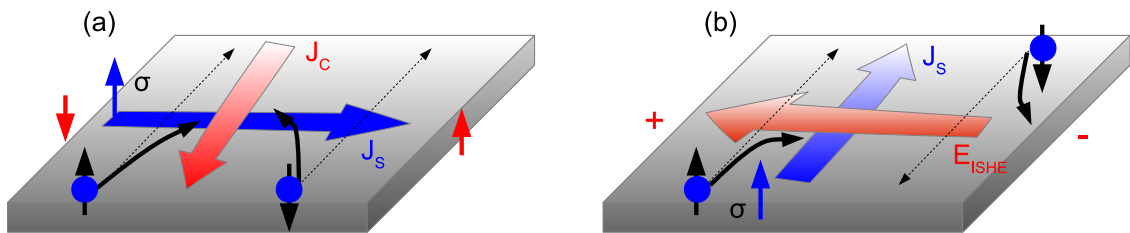


Abb. 2.6: (a) Schematische Darstellung des Spin-Hall-Effekts, in der der Spinstrom \mathbf{I}_s , der Ladungsstrom \mathbf{I}_c und der Spinpolarisationsvektor $\boldsymbol{\sigma}$ eingezeichnet sind. (b) Schematische Darstellung des inversen Spin-Hall-Effekts. Das elektrische Feld \mathbf{E}_{ISHE} wird durch einen Spinstrom induziert.

tels optischer und elektrischer Methoden in Metallen und Halbleitern nachgewiesen werden [67–71].

Kapitel 3

Materialien

Die Wahl der Materialien spielt eine wichtige Rolle in der Halbleiter-Spintronik. In dieser Arbeit werden ausschließlich Hybridsysteme bestehend aus ferromagnetischen Metallen und nichtmagnetischen Halbleitern betrachtet. Diese Materialkombination hat sich als besonders aussichtsreich für spintronische Anwendungen bei Raumtemperatur erwiesen. Die ferromagnetischen Materialien werden als spinpolarisierte Kontakte verwendet und der Spintransportkanal wird von den Halbleitermaterialien gebildet.

In Hinsicht auf technologische Anwendungen sollten die verwendeten Materialien einerseits mit der aktuell existierenden, auf dem Ladungstransport beruhenden Technologie vereinbar sein. Andererseits ergeben sich für spintronische Anwendungen spezifische Anforderungen, die die Auswahl von geeigneten Materialien stark einschränken. Diese Anforderungen sind nicht nur auf den ferromagnetischen Kontakt beschränkt, sondern betreffen das Gesamtsystem Ferromagnet/Halbleiter, da die Präparation einer abrupten und defektarmen Grenzfläche zwischen Ferromagnet und Halbleiter oftmals eine große Herausforderung darstellt. Wünschenswert sind folgende Eigenschaften:

(A) Ferromagnet

1. Eine hohe Spinpolarisation der Zustandsdichte an der Fermi-Energie E_F ,
2. eine hohe Curie-Temperatur T_C (oberhalb von Raumtemperatur) und
3. ein möglichst kleines Koerzitivfeld (< 20 mT).

(B) Halbleiter

1. Eine relativ lange Spindiffusionslänge innerhalb des Halbleiterkanals und
2. das Halbleitermaterial sollte eine möglichst starke Spin-Bahn-Wechselwirkung aufweisen, um eine elektrisch induzierte Spinmanipulation über den sogenannten Rashba-Effekt (siehe Abschnitt 2.3) zu ermöglichen [54].

(C) Grenzfläche

1. Der Grenzflächenwiderstand zwischen Injektor und Halbleiterkanal soll das Fert-Kriterium erfüllen [11],
2. die Grenzfläche soll möglichst wenig Defekte aufweisen und
3. die Grenzfläche sollte thermodynamisch stabil sein.

3.1 Halbleiter

Für die effiziente Nutzbarkeit einer Nichtgleichgewichts-Spinakkumulation in einem nichtmagnetischen Halbleitermaterial muss die Spinlebensdauer bzw. Spinkohärenzzeit hinreichend lang sein. Die Spinlebensdauer ist in Halbleitern wesentlich höher als in Metallen. Während die Werte für Metalle bei einigen wenigen Nanosekunden liegen [73], erreicht man in Halbleitern einige hundert Nanosekunden [72]. Die Spinrelaxationszeit τ_S wurde in verschiedenen Halbleiter-Volumenkristallen als Funktion der Donatorkonzentration gemessen (GaAs [74] und GaN [75]). Interessanterweise wurde für alle Materialien ein Maximum der Spinlebensdauer bei dem Metall-Isolator Übergang (engl. metal insulator transition, MIT) gefunden, wie Abb. 3.1 zeigt. Speziell in GaAs erfolgt ein abrupter Abfall der Spinlebensdauer oberhalb der Dotierkonzentration $n = 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (s. Abb. 3.1). Bei der

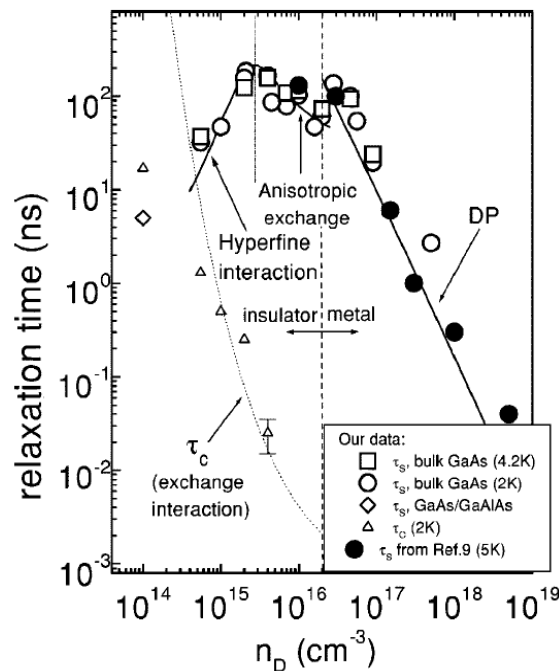


Abb. 3.1: Spinrelaxationszeit τ_S als Funktion der Donatorkonzentration in n -GaAs [72].

Tabelle 3.1: Die isotopengemittelte Masse der Einheitszelle, die Stärke der SOI, die Spinlebensdauer τ_S sowie die Rashba-Konstante α_R/E_z einiger Halbleitersysteme.

System	isotopengemittelte Masse der Ein- heitszelle in atom. Einheiten (u) [77]	SOI (eV) [76]	τ_S (ns)	α_R/E_z (eÅ ²)
Si (undotiert)	56.172	0.044	500 (60 K) [78]	0.9
GaAs	144.64	0.34	100 (5 K)[79]	5.2
InAs	189.74	0.38	0.02 (77 K) [80]	117
InSb	236.6	0.82	0.001 (77 K) [81]	523

Spindiffusionslänge λ_{sf} unterscheiden sich Halbleitern ($\lambda_{sf}^{SC} \approx \mu m$) und Metalle ($\lambda_{sf}^M \approx nm$) ebenfalls um Größenordnungen.

Neben einer langen Spinlebensdauer sollte die Spinmanipulation durch elektrische Felder möglich sein. Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, stellt der Rashba-Effekt einen vielversprechenden Ansatz der Spinmanipulation dar. Dabei bedarf es Halbleiter mit möglichst starker Spin-Bahn-Wechselwirkung.

Eine starke SOI wirkt sich zwar positiv auf die Spinmanipulierbarkeit, aber negativ auf die Spinlebensdauer aus. Daher muss bei der Wahl des für die Spintronik geeigneten Halbleitermaterials ein Kompromiss eingegangen werden. Grundsätzlich sind einige Spinrelaxationsmechanismen in Halbleitern mit der SOI verknüpft. Aus diesem Grund findet man lange Spinlebensdauern generell in Halbleitern mit kleiner SOI. Dabei handelt es sich typischerweise um Materialien bestehend aus Elementen mit kleiner atomarer Masse.

In Tabelle 3.1 sind die gemittelte atomare Masse, die Stärke der SOI, die Spinlebensdauer τ_S sowie die Rashba-Konstante α_R/E_z einiger ausgewählter Halbleiter aufgelistet. Die Rashba-Konstanten wurden gemäß Formel (6.22) aus [76] berechnet. Die Wahl von GaAs stellt also einen guten Kompromiss hinsichtlich Spinlebensdauer und Rashba-Konstante dar.

3.2 Ferromagneten

In ferromagnetischen Metallen sind die Leitungsbandelektronen in der Regel an der Fermi-Energie im thermodynamischen Gleichgewicht spinpolarisiert. Daher ist es naheliegend, solche Metalle als Quelle spinpolarisierter Elektronen in der Halbleiter-Spintronik zu verwenden.

Ferromagnetismus

Der Ferromagnetismus ist ein kooperatives Phänomen, bei dem sich unterhalb einer kritischen Temperatur, der Curie-Temperatur T_C , eine spontane Magnetisierung, d. h. eine spontane, nicht von außen erzwungene parallele Ausrichtung der magnetischen Momente eines Festkörpers, einstellt. Träger der magnetischen Momente sind die Elektronspins, deren Ordnung durch die Austauschwechselwirkung vermittelt wird. Die spontane Magnetisierung ist umkehrbar und hängt von der Vorgeschichte ab.

In ferromagnetischen Proben existieren sogenannte Weiss-Bezirke (Domänen), d. h. Bereiche, in denen die magnetischen Momente parallel ausgerichtet sind. Die Grenzen zwischen den Domänen heißen Bloch-Wände. Hat eine ferromagnetische Probe noch nie ein äußeres Magnetfeld gesehen, so sind die Magnetisierungsrichtungen einzelner Domänen statistisch verteilt und kompensieren sich gegenseitig in Hinsicht auf die makroskopische Magnetisierung. Folglich erscheint die Probe nicht magnetisch.

Durch das Anlegen eines äußeren Magnetfeldes wachsen diejenigen Domänen, deren Magnetisierung möglichst parallel zum äußeren Feld ist (Neukurve). Die Erhöhung der Magnetfeldstärke richtet die Magnetisierung der einzelnen Domänen parallel zum äußeren Magnetfeld aus. Sind alle magnetischen Momente parallel zum äußeren Feld ausgerichtet, dann hat die Probe ihre Sättigungsmagnetisierung M_S erreicht und eine weitere Erhöhung der Feldstärke lässt die Magnetisierung unbeeinflusst. Verkleinert man die Magnetfeldstärke, so wird die Verschiebung der Bloch-Wände nicht rückgängig gemacht, so dass bei nicht vorhandenem äußeren Magnetfeld ($H = 0$) eine „Restmagnetisierung“, die remanente Magnetisierung M_R , zurückbleibt. Diese nichtflüchtige remanente Magnetisierung bildet die Grundlage für den Einsatz von ferromagnetischen Materialien in der Speichertechnologie. Um die Magnetisierung wieder auf den Nullwert zu bringen, muss ein entgegengesetztes Magnetfeld mit der Koerzitivstärke H_C angelegt werden (Hysterese). Materialien mit hohen Werten der Koerzitivfeldstärke bezeichnet man als „magnetisch hart“, solche mit niedriger Koerzitivfeldstärke als „magnetisch weich“.

Die Koerzitivfeldstärke kann innerhalb eines Materials von der Kristallrichtung abhängen, was zu der Bezeichnung von „harten/schweren“ bzw. „weichen/leichten“ Achsen führt. Bei solchen magnetisch anisotropen Ferromagneten tritt die oben beschriebene Hysterese und die für Anwendungen wichtige remanente Magnetisierung nur entlang der weichen Magnetisierungsachse auf. Das Auftragen der Magnetisierung als Funktion des äußeren Magnetfeldes zeigt eine sogenannte Hysteresekurve, wie in Abb. 3.2 zu sehen ist.

Oberhalb von T_C verschwindet die ferromagnetische Ordnung und der Festkörper wird paramagnetisch. Dieser Prozess ist reversibel.

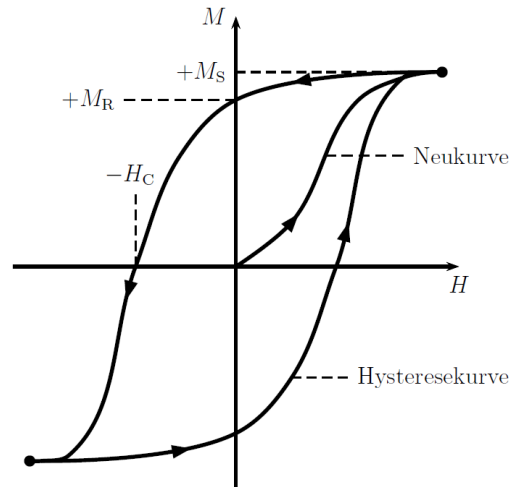


Abb. 3.2: Schematische Darstellung einer Hysteresekurve mit der Sättigungsmagnetisierung M_S , der Remanenzmagnetisierung M_R und dem Koerzitivfeld H_C .

Ferromagnetische Metalle für die Spininjektion

Oftmals werden zur Spininjektion in Halbleiter „klassische“ Ferromagneten wie Fe, Co, Ni oder Py verwendet, deren Spinpolarisation P_n [siehe Gl. (2.1)] an der Fermi-Energie bei ungefähr 40% liegt und folglich Injektionseffizienzen von maximal 40% erlaubt, falls nicht zusätzlich spinfilternde Barrieren benutzt werden.

Die vielversprechendsten Materialien für die Anwendung als Spininjektoren stellen Materialien mit einer 100%igen Spinpolarisation an der Fermi-Energie, sogenannte Halbmetalle (aus dem englischen „half-metal“), dar. Im Rahmen dieser Arbeit wird der Begriff „Halbmetall“ immer in diesem Sinn verwendet. Bei diesen sogenannten Halbmetallen sind lediglich Zustände einer Spinsorte an der Fermi-Energie besetzt. Solche Materialien stellen eine Möglichkeit zur Umgehung des „Conductivity Mismatch“-Problems dar [9] (siehe Abschnitt 2.1.2). Außerdem entfällt bei Halbmetallen die Notwendigkeit der Verwendung von Oxidbarrieren als Spinfilter (siehe Abschnitt 2.1.2). Auf der Dichte-Funktional-Theorie (DFT) basierende theoretische Berechnungen sagen voraus, dass mehrere Heusler-Legierungen wie z. B. Co_2FeSi , Co_2MnSi oder Co_2FeAl in ihren vollständig geordneten Kristallstrukturen halbmetallisch sind [82–84]. Für Co_2MnSi wurde dies auch experimentell bestätigt [85].

Heusler-Legierungen

Heusler-Legierungen sind nach ihrem Entdecker Friedrich Heusler (1866–1947) benannt, der 1903 den Ferromagnetismus in Cu_2MnAl nachwies, trotz der Tatsache dass die Elemente Cu, Mn und Al nicht ferromagnetisch sind. Heute unterschei-

det man strukturell zwei Klassen von Heusler-Legierungen. Die Halb- oder Semi-Heusler-Legierungen mit der chemischen Formel XYZ und die Voll-Heusler-Legierungen mit der chemischen Formel X_2YZ . Bei X und Y handelt es sich um Übergangsmetalle, während Z ein Atom aus der III. bis V. Hauptgruppe des Periodensystems ist. Beide Klassen weisen eine wohldefinierte Kristallstruktur auf. Halbmetallizität wird vor allem für die Voll-Heusler-Legierungen vorhergesagt. Aus diesem Grund erfolgt im restlichen Teil der Arbeit die Beschränkung auf die Voll-Heusler-Legierungen. Diese werden fortan nur noch als Heusler-Legierungen bezeichnet. Im Idealfall kristallisieren Heusler-Legierungen in der $L2_1$ -Struktur, die aus vier sich durchdringenden (ineinander gestellten) kubisch-flächenzentrierten (fcc) Gittern besteht, welche um jeweils $1/4$ entlang der Raumdiagonalen verschoben sind. Neben dieser geordneten existiert u. a. auch eine teilweise ungeordnete Struktur, die $B2$ -Struktur, die durch eine komplette Unordnung der YZ Untergitter unter Erhaltung der Stöchiometrie definiert ist (Abb. 3.3). Halbmetallische Heusler-Legierungen weisen hohe Curie-Temperaturen auf und haben ähnliche Gitterkonstanten wie Halbleiter, d. h. sie sind nahezu gitterangepasst zu einigen Halbleitern. Trotzdem ist die Anzahl der Arbeiten, in denen Heusler-Legierungen zur Spinierzeugung verwendet wurden, vergleichsweise gering [61, 62, 86–90]. Trotz der Tatsache, dass die Spininjektionseffizienz in diesen Arbeiten unter 100% liegt, be-

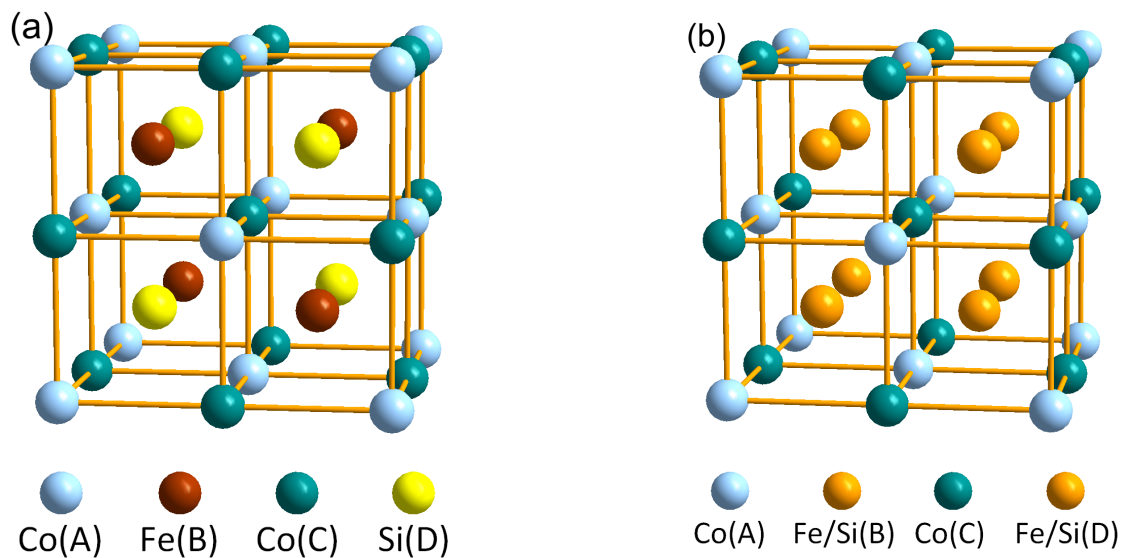


Abb. 3.3: Co_2FeSi -Kristallgitter in der (a) geordneten $L2_1$ - und (b) teilweise ungeordneten $B2$ -Phase. Die farbigen Kugeln symbolisieren die Atome, die die jeweiligen fcc-Gitter bilden. Bei der $B2$ -Phase können bestimmte Untergitter mit der gleichen Wahrscheinlichkeit von einem Si- bzw. einem Fe-Atom unter Einbehaltung der Stöchiometrie von Co_2FeSi besetzt werden.

obachtete man bei der Spinerzeugung in Metallen ein 10-mal höheres Signal bei der Verwendung von Co_2FeSi im Vergleich zu der Verwendung von Py [90]. Unter Signal versteht man hierbei den Widerstandsunterschied zwischen paralleler und antiparalleler Magnetisierungsorientierung in Spinventilstrukturen. Neben den DFT-Rechnungen ist dies ein weiterer Hinweis für das hohe Spinpolarisation dieses Materials.

3.3 Materialsystem $\text{Co}_2\text{FeSi}/(\text{Al,Ga})\text{As}$

Aufgrund der in den Abschnitten 3.1 und 3.2 diskutierten Aspekte zur Wahl von Materialien für die Spintronik stellt das $\text{Co}_2\text{FeSi}/(\text{Al,Ga})\text{As}$ -Hybridsystem* einen vielversprechenden Kandidaten dar. Co_2FeSi kristallisiert im Idealfall in der $L2_1$ -Kristallstruktur, das den Vorhersagen zufolge halbmetallisch ist [84]. Es ist die Heusler-Legierung mit dem höchsten magnetischen Moment ($5,91 \mu_B$ [92]) und einer der höchsten Curie-Temperaturen (980 K [92]). Mit einer Gitterkonstante von $a_{\text{Co}_2\text{FeSi}} = 5.658 \text{ \AA}$ [92] beträgt die Gitterfehlانpassung zu GaAs ($a_{\text{GaAs}} = 5.653 \text{ \AA}$) lediglich 0,08%. Auch bei anderen Co_2YZ Heusler-Legierungen ist die Gitterfehlانpassung zu GaAs mit Werten von 0,3% [93] (Co_2MnSi) relativ klein. Die geringe Gitterfehlانpassung ermöglicht das Wachstum von epitaktischen Co_2FeSi -Schichten hoher Qualität auf GaAs wie in Abb. 3.4 zu sehen ist. Dort ist ein hochaufgelöster Transmissionselektronenmikrograph des Querschnitts einer $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ -Grenzfläche bei einer Substrattemperatur von 100 °C zu sehen. Der Übergang zwischen Halbleiter und Co_2FeSi ist abrupt und zeigt keinerlei Durchmischung der

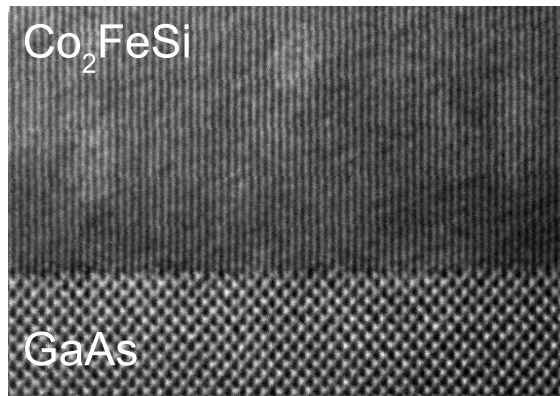


Abb. 3.4: Hochaufgelöste Transmissionselektronenmikroskopaufnahme des Querschnitts einer $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ Grenzfläche bei 100 °C [91].

*Im experimentellen Teil dieser Arbeit erfolgt eine Beschränkung auf das $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ -Hybridsystem. Aufgrund der nahezu identischen Gitterkonstanten $a_{\text{GaAs}} = 5.653 \text{ \AA} \approx a_{\text{AlAs}} = 5.661 \text{ \AA}$ gelten die hier getroffenen Aussagen uneingeschränkt.

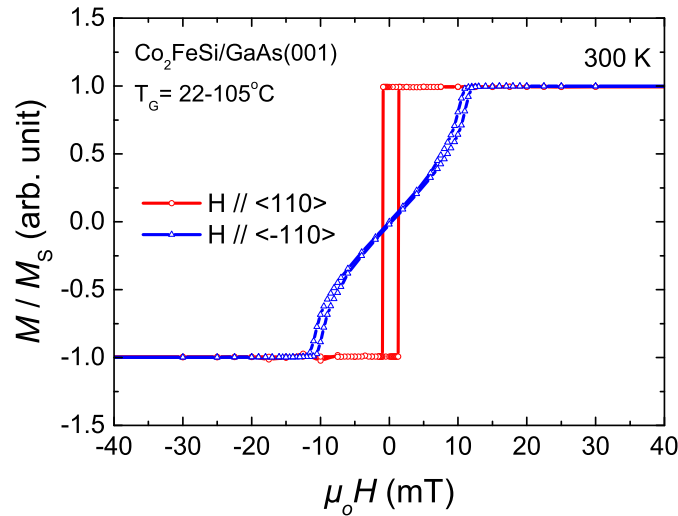


Abb. 3.5: Die auf die Sättigungsmagnetisierung normierte Magnetisierung von Co_2FeSi (mittlere Substrattemperatur 65°C) auf GaAs entlang der weichen $[110]$ und harten Richtung $[1\bar{1}0]$ in der Ebene. Die Messung erfolgte bei Raumtemperatur.

beiden Materialien, was die hohe Qualität der Grenzfläche verdeutlicht. Im Fall von dünnen Co_2FeSi -Schichten auf GaAs spielen im Wesentlichen zwei Arten der Anisotropie bei der Magnetisierung eine Rolle. Zum einen handelt es sich um die kristalline Anisotropie, die durch die Orientierung des GaAs-Substrates bestimmt wird, und zum anderen handelt es sich um die Formanisotropie, die durch die geometrische Form der ferromagnetischen Schicht bestimmt wird. Aufgrund der oberflächeninduzierten kristallinen Anisotropie hat Co_2FeSi auf GaAs eine magnetisch leichte Achse entlang der $[110]$ -GaAs-Kristallrichtung und eine magnetisch harte Achse entlang der $[1\bar{1}0]$ -Richtung, wie Abb 3.5 zu entnehmen ist. Die geringe Dicke der Co_2FeSi -Schicht von 16 nm führt zu einer harten Achse in Wachstumsrichtung mit einer Sättigung der Magnetisierung bei 1.5 T. Die Art der magnetischen Achse und die zugehörige Kristallrichtung sind in Tabelle 3.2 aufgeführt.

Zur Abschätzung der elektrischen Spininjektionseffizienz mit Co_2FeSi als ferromagnetischem Injektor wurden Spin-LEDs eingesetzt. Aus den Messungen resultiert eine untere Grenze der Injektionseffizienz von 54% [62]. Im Vergleich dazu liegt die

Tabelle 3.2: Magnetische Anisotropie von dünnen Co_2FeSi -Schichten auf GaAs.

Kristallrichtung	Magnetische Achse
GaAs[001]	hart
GaAs[110]	weich
GaAs[1 $\bar{1}0$]	hart

Injektionseffizienz bei der Benutzung von anderen ferromagnetischen Metallen wie Fe ($P_{\text{inj}} = 2\%$ [12]), Fe_3Si ($P_{\text{inj}} = 10\%$ [86]) und MnAs ($P_{\text{inj}} = 6\%$ [94]) deutlich niedriger.

Während für die L_{21} -Phase Halbmetallizität vorhergesagt wird, trifft dies nicht für die $B2$ -Phase zu. Neben dem fehlenden halbmetallischen Charakter weist die $B2$ -Phase theoretischen Rechnungen zufolge an der Fermi-Energie ein der Spinpolarisation der L_{21} -Phase entgegengesetztes Vorzeichen auf [95]. Dieser qualitative Unterschied in der elektrischen Bandstruktur konnte in Spininjektionsexperimenten durch einen Vorzeichenwechsel in der injizierten Spinpolarisation nachgewiesen werden [95].

Der relative Anteil der L_{21} - und $B2$ -Phasen in Co_2FeSi -Schichten auf GaAs kann über die Substrattemperatur während des Probenwachstums kontrolliert werden. Bei Substrattemperaturen unterhalb von $100\text{ }^\circ\text{C}$ bestehen die Co_2FeSi -Schichten im Wesentlichen aus der $B2$ -Phase. Mit wachsender Substrattemperatur steigt der Anteil der L_{21} -Phase, bis man bei $300\text{ }^\circ\text{C}$ Schichten mit nahezu perfekter L_{21} -Struktur erhält.

Im gesamten Temperaturbereich zwischen 100 und $300\text{ }^\circ\text{C}$ entstehen Schichten mit einer räumlichen Verteilung der L_{21} - und $B2$ -Phasen [96, 97]. Da beide Phasen mit umgekehrten Vorzeichen zur Spininjektion beitragen, führt deren Koexistenz im Allgemeinen zu reduzierten Spininjektionseffizienzen [95].

Die für das Einstellen der L_{21} -Phase notwendige Substrattemperatur von etwa $300\text{ }^\circ\text{C}$ führt zu einer signifikanten Diffusion von Co- und Fe-Atomen aus der Co_2FeSi -Schicht in die darunterliegende Halbleiterstruktur. Diese unerwünschten Diffusionsprozesse haben im Allgemeinen eine verstärkte Spinrelaxation sowie eine elektrische Kompensation in der Halbleiterstruktur zur Folge [98]. Trotz dieser Probleme stellt die $\text{Co}_2\text{FeSi}/(\text{Al,Ga})\text{As}$ -Heterostruktur einen vielversprechenden Ausgangspunkt für die Spintronik dar. Geeignete Maßnahmen, wie z. B. Diffusionsbarrieren, können den Einfluss der Fe- und Co-Atome im Halbleiter minimieren und damit höhere Substrattemperaturen erlauben, welche zur Bildung der L_{21} -Phase führen. Die ohnehin schon hohe Spininjektionseffizienz dürfte damit weiter erhöht werden können.

Die Wahl des Hybridsystems $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ scheint aufgrund der hohen vorhergesagten Spinpolarisation des Co_2FeSi , der geringen Gitterfehlangepassung zwischen beiden Materialien und dem guten Kompromiss zwischen einer relativ großen Spinlebensdauer bei einem gleichzeitig relativ großen Rashba-Parameterwert ein geeignetes Materialsystem für Anwendungen in der Spintronik zu sein.

Kapitel 4

Experimentelles

In diesem Kapitel werden die experimentellen Details und die Herstellung der Spintransportstrukturen beschrieben. Bei den im experimentellen Teil der Arbeit verwendeten Strukturen handelt es sich um laterale $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ -Transportstrukturen, welche aus mehreren ferromagnetischen Co_2FeSi -Kontaktstreifen auf einem GaAs-Kanal bestehen. Der Entwurf und die Prozessierung dieser Strukturen wird in diesem Kapitel behandelt. Zudem wird eine Übersicht über den experimentellen Aufbau gegeben, der für die Messung der Transportstrukturen benutzt wurde.

4.1 MBE-Wachstum

Eine Molekularstrahlepitaxie-Anlage diente zur Herstellung der in dieser Arbeit verwendeten Strukturen. Das Wachstum der Schichten erfolgte in einer Ultrahochvakuum-Umgebung (engl. ultra high vacuum, UHV) ($\text{Druck} < 10^{-6} \text{ Pa}$). Gegenüber anderen Wachstumsverfahren, wie z. B. der Sputter-Technik, hat die Molekularstrahlepitaxie (engl. molecular beam epitaxy, MBE) z. B. den Vorteil der genauen Kontrolle der Stöchiometrie. Des Weiteren wird der Einbau von Verunreinigungen durch die UHV-Umgebung minimiert. Die verwendete MBE-Anlage beinhaltet eine III-V-Halbleiter- und eine Metall-Wachstumschamber, die miteinander über Schleusen verbunden sind. Die gesamte Anlage ist so konzipiert, dass die UHV-Umgebung beim Transfer von Proben zwischen den Kammern erhalten bleibt.

4.2 Probenstruktur und -prozessierung

Untersuchungen der Spininjektion in $\text{Co}_2\text{FeSi}/(\text{Al,Ga})\text{As}$ Strukturen mittels Spin-LEDs führten zu der Erkenntnis, dass die Kristallphase des Co_2FeSi , die FM/SC-Grenzfläche und das genaue Profil der Schottky-Barriere entscheidende Faktoren für eine hohe Spininjektionseffizienz sind. Auf diesen Erfahrungen aufbauend und mit der Kenntnis der in Abschnitt 3.1 beschriebenen Dotierabhängigkeit der Spinlebensdauer wurden die Spintransportstrukturen entwickelt. Insbesondere das Dotierprofil der Schottky-Barriere entspricht dem optimierter Spin-LEDs [95]. In diesem

Abschnitt wird der Aufbau der Transportstrukturen detailliert beschrieben, an denen die Messungen vorgenommen wurden, die in den späteren Kapiteln diskutiert werden.

4.2.1 Schichtstruktur

Für die Proben wurde zunächst eine 200 nm dicke GaAs Pufferschicht auf ein (001)-orientiertes semi-isolierendes (SI) GaAs-Substrat gewachsen. Anschließend folgte eine 1500 nm dicke, mit Silizium n -dotierte GaAs-Schicht. Alle hier diskutierten Proben haben eine nominelle Dotierung der aktiven Schicht von $n = 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Darauf wurden eine 15 nm dicke GaAs-Übergangsschicht mit einer Gradientendotierung $n \rightarrow n^+$ und eine 15 nm dicke, hochdotierte GaAs-Schicht ($n^+ = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) gewachsen, um eine dünne Schottky-Tunnelbarriere zu erzeugen. Abschließend erfolgte das Wachstum einer 16 nm dicken, epitaktischen Co_2FeSi Schicht bei unterschiedlichen Substrattemperaturen T_G . Eine schematische Darstellung der Struktur ist Abb. 4.1 zu entnehmen.

Um den Einfluss der Kristallstruktur auf die Spininjektion zu untersuchen, wurde die Substrattemperatur während des Co_2FeSi -Wachstums variiert. Die Substrattemperatur* lag dabei entweder bei einer mittleren Temperatur von 65°C oder bei 280°C . Die niedrige Substrattemperatur führt zu Co_2FeSi -Schichten, die überwiegend aus der $B2$ -Struktur bestehen, während die höhere Substrattemperatur zu Schichten führt, die überwiegend die $L2_1$ -Struktur aufweisen.

4.2.2 Laterale Struktur(ierung)

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Probenstrukturen für den lateralen Spintransport mittels AutoCAD entworfen. Der Entwurf beinhaltet mehrere Aspekte, welche

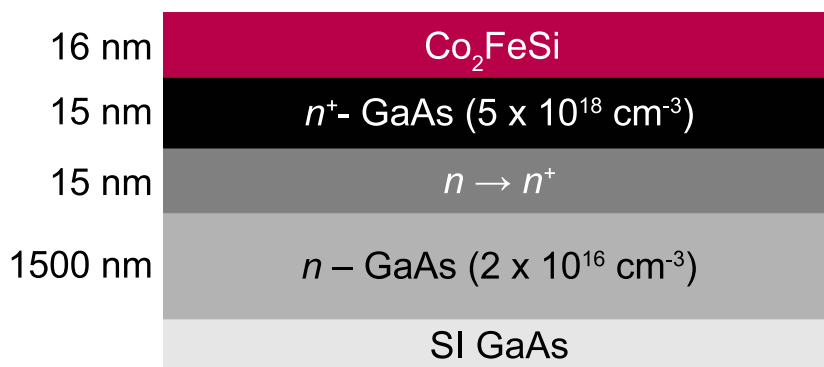


Abb. 4.1: Schematische Seitendarstellung der verwendeten Schichtstruktur.

*Zu Beginn des Wachstums beträgt die Temperatur 22°C und erreicht am Ende eine Temperatur von 100°C .

für die späteren Messungen wichtig sind. Das Zentrum solcher lateraler Transportstrukturen besteht, wie in Abb. 4.2 dargestellt, aus mindestens 3 ferromagnetischen Kontaktstreifen die in unterschiedlichen Abständen auf einer Mesa-Struktur, bestehend aus n -dotiertem GaAs, parallel zueinander angeordnet sind. Die Streifenbreite innerhalb einer Struktur variiert, um unterschiedliche Koerzitivfelder der Streifen zu erhalten. Die Abstände der Streifen sind so gewählt, dass sie im Bereich der zu erwartenden Spindiffusionslänge liegen. Zu beiden Seiten der zentralen Streifen befindet sich je ein Referenzstreifen, dessen Abstand zu den mittleren Streifen weit oberhalb ($\approx 160 \mu\text{m}$) der Spindiffusionslänge liegt (Abb. 4.2). Die Länge der Streifen wird so gewählt, dass sie mit der Breite der Mesa-Struktur übereinstimmt, um eine homogene Injektion zu gewährleisten.

4.2.3 Prozessierung

Die Prozessierungsprozedur beinhaltet mehrere separate „Lagen“, bei denen das Muster einer Photomaske unter Verwendung von Photolithographie auf die Probe übertragen wird. Die fertige Struktur ist in einer Rasterelektronenmikroskopaufnahme in Abb. 4.3 zu sehen. Im Anhang werden die genauen Prozessschritte aufgeführt, während hier ein allgemeiner Überblick des Herstellungsprozesses gegeben wird, der in Abb. 4.4 illustriert ist.

I. Definition der Co_2FeSi Streifen:

Durch den Einsatz von Säuren werden Streifen entlang der $[110]$ -Kristallrichtung aus Co_2FeSi definiert. Dabei dienen die aufgedampften Metalle Titan und Gold (Ti/Au) als Ätzmaske. Anschließend erfolgt das Ätzen der hochdotierten GaAs-Schichten mit demselben Streifenmuster um sicherzustellen, dass der Spintransport nur in der niedrig dotierten n -GaAs-Schicht stattfindet. Typischerweise wird etwa 80 nm tief in das Halbleitermaterial hinein geätzt. Die Breite der Streifen, die als Injektions- und Detektionskontakte fungieren, liegt zwischen 2 und 14 μm .

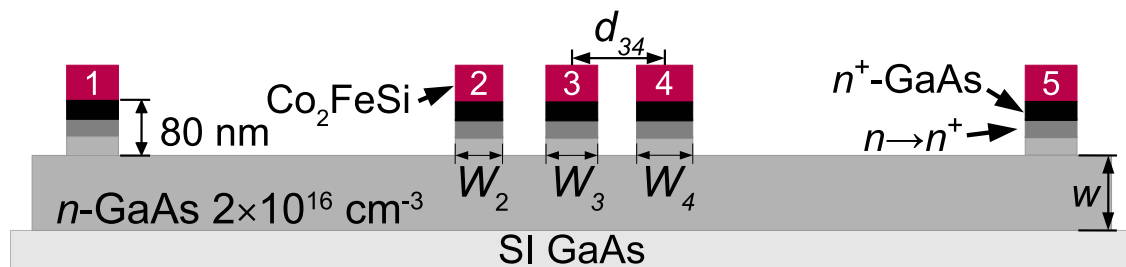


Abb. 4.2: Schematische Seitendarstellung der lateralen Transportstruktur. Die Streifenbreite W_i , der Streifenabstand d_{ij} und die GaAs-Kanaltiefe w sind ebenfalls eingezeichnet.

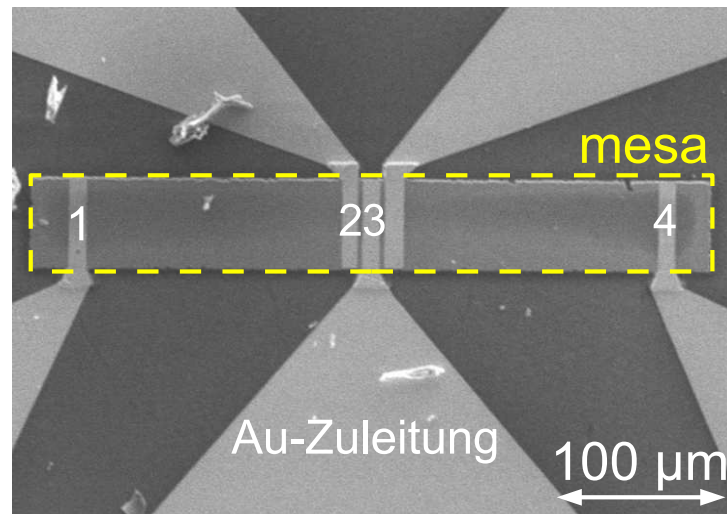


Abb. 4.3: Rasterelektronenmikrographaufnahme einer lateralen Transportstruktur in Draufsicht.

II. Definition des n -GaAs-Transportkanals (Mesa-Struktur):

Der n -GaAs-Kanal wird durch nasschemisches Ätzen mittels einer Schwefelsäure:Wasserstoffperoxid:Wasser-Lösung festgelegt und besitzt typischerweise Abmessungen von $50 \times 400 \mu\text{m}^2$. Dabei ist es wichtig, dass die n -GaAs Schicht außerhalb dieser Mesa-Struktur komplett weggeätzt wird ($1,5 \mu\text{m}$ Tiefe) und der Kanal nur minimal breiter als die Kontaktstreifen ist. Zum einen wird der Stromfluss dadurch auf die Mesa-Struktur beschränkt und zum anderen wird eine gleichmäßige Spinpolarisation entlang der Breite der Mesa-Struktur sichergestellt. Die Einhaltung dieser Voraussetzung erlaubt im Folgenden die Benutzung eines eindimensionalen Spin-Drift-Diffusions-Modells zur Interpretation der Resultate.

Die verwendeten Säuren ätzen die GaAs-Schicht lateral und vertikal. Im Fall von GaAs(001) ist der Ätzprozess zudem anisotrop, so dass die Kante entlang der $[110]$ -Richtung einen Winkel von 45° aufweist, während die Kante entlang der $[1\bar{1}0]$ -Richtung nahezu vertikal verläuft. Daher werden die Au-Zuleitungen (Schritt IV) entlang der $[110]$ -Richtung angebracht.

III. Isolation mittels SiO_2 :

Die Abmessungen der Co_2FeSi -Streifen sind viel zu klein, um diese direkt zu kontaktieren. Folglich werden Au-Zuleitungen für die elektrische Kontaktierung der Struktur aufgebracht. Um eine direkte Verbindung zwischen dem Gold und dem n -GaAs-Kanal auszuschließen, wird eine ca. 100 nm dicke SiO_2 -Schicht mittels strukturiertem Sputtern aufgebracht.

IV. Au-Zuleitungen und Verbindungsplatten (engl.: bondpads):

Die Au-Zuleitungen und Verbindungsplatten werden aufgebracht, um die Kontaktierung der Co_2FeSi -Streifen zu ermöglichen. Das zunächst aufzubringende Ti spielt dabei die Rolle eines Haftvermittlers, welcher die Adhäsion des Au

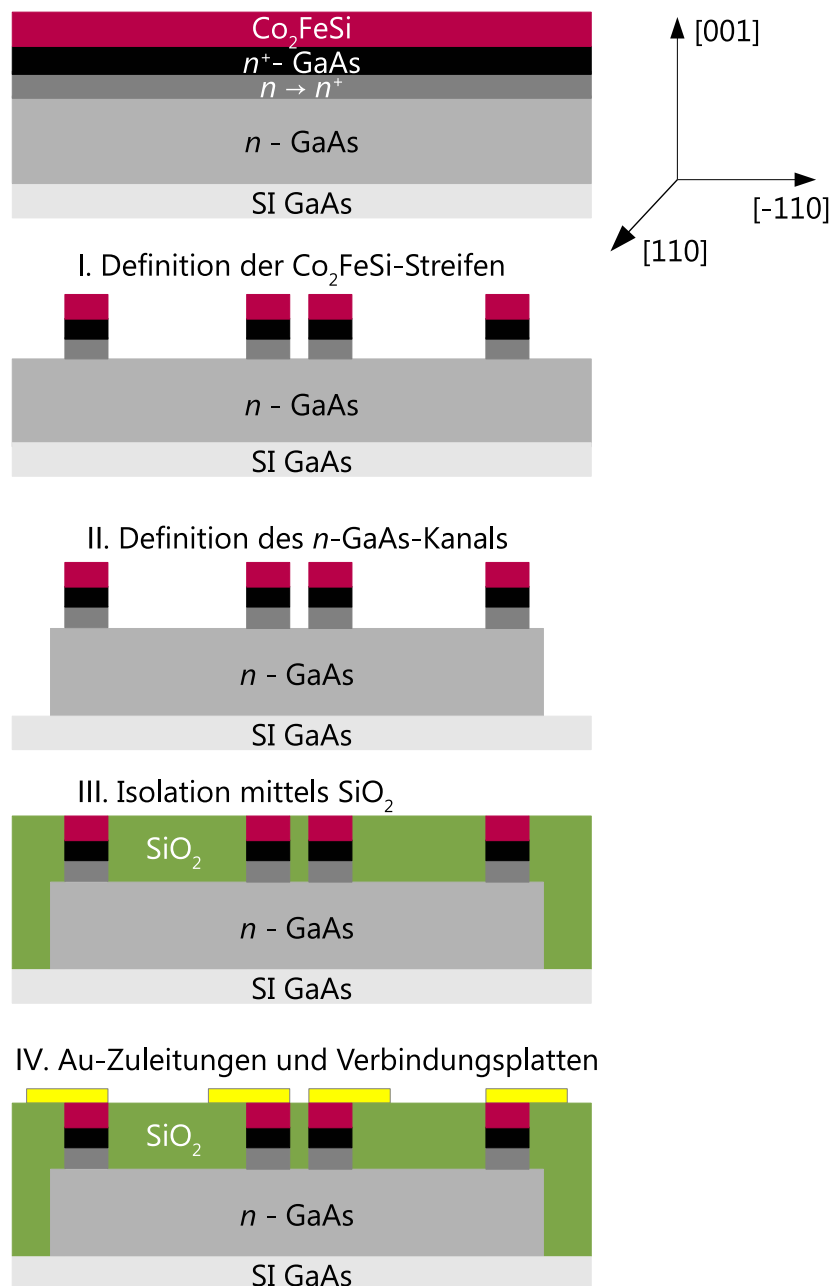


Abb. 4.4: Illustration der Probenprozessierung bestehend aus 4 Prozessschritten, die im Text erläutert sind.

verbessert. Die Au-Zuleitungen verlaufen, wie zuvor erklärt, komplett auf dem SiO_2 .

4.3 Messaufbau für Spintransportmessungen

Die fertigen Strukturen werden auf Chipträger mit 8 Anschlüssen montiert und anschließend elektrisch verbunden, d. h. es werden Leitungen zwischen den Au-Verbindungsplatten auf der Probe und den Anschlüssen des Chipträgers angebracht. Die Strukturen werden dabei so montiert, dass ein externes, in der Probenebene liegendes Magnetfeld parallel zur [110]-Richtung des Co_2FeSi bei den Spintransportmessungen angelegt werden kann.

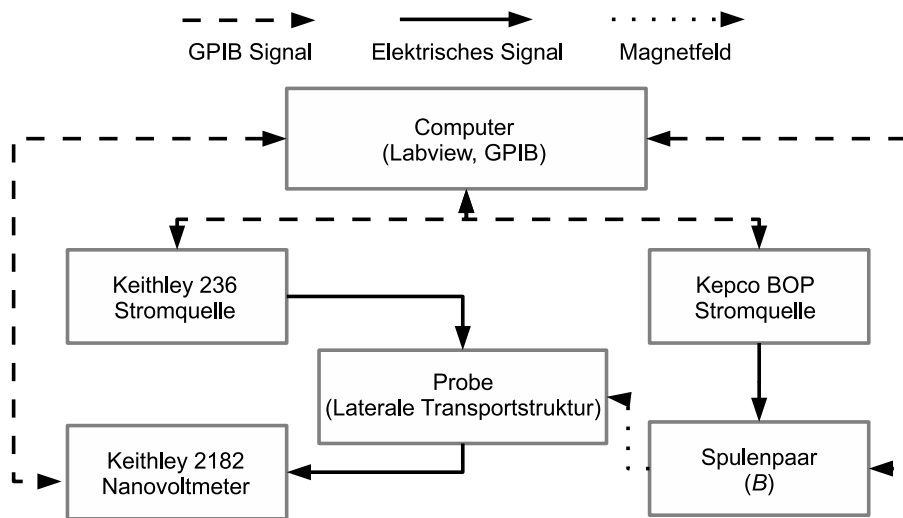


Abb. 4.5: Blockdiagramm des experimentellen Aufbaus, welches die elektrischen und die GPIB-Verbindungen zeigt.

Die Chipträger werden in einem Helium-Austauschgas-Kryostaten platziert, der eine Variation der Proben temperatur zwischen 4 und 300 K erlaubt. Der Widerstand der n -GaAs-Kanäle hängt stark von der Temperatur ab, weil sie nahe dem Metall-Isolator-Übergang dotiert sind. Aus diesem Grund ist es wichtig, eine gute (≤ 0.1 K) Temperaturstabilisierung zu garantieren. Weiterhin ist es möglich, die Probe im Kryostat in 1° Schritten zu drehen, um die Richtung des äußeren Magnetfeldes zu verändern. Zwei Ringspulen erzeugen das äußere Magnetfeld von einer Stärke von bis zu 20 mT. Die Magnetfeldstärke wird mit einem bipolaren Stromgerät (Kepco BOP) eingestellt und kontrolliert. Die Feldgenauigkeit des Magnetfeldes beträgt ± 0.03 mT. Eine Gleichstromquelle (Keithley 236) wird benutzt, um einen Strom durch die Probe zu schicken, während ein Nanovoltmeter (Keithley 2182) die anfallenden Spannungen misst. Die genauen Messverfahren werden an den jeweiligen Stellen dieser Arbeit erörtert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Software-Programm zur Steuerung von Spintransportmessungen auf der Basis von Labview 8.2 erstellt. Die einzelnen Messgeräte wurden über GPIB-Datenverbindungen mit dem Steuerungscomputer verbunden. Ein Übersichtsdiagramm des experimentellen Aufbaus ist in Abb. 4.5 zu sehen.

Die Tieftemperatur-Transportexperimente ($20 < T < 80$ K) können in zwei Kategorien eingeteilt werden. Zum Einen handelt es sich um die Experimente, die der Bestimmung der elektrischen Eigenschaften der Transportstrukturen dienen, wie bei Aufnahmen von Strom-Spannungs-Kennlinien (I - V -Kennlinien) und Hall-Effekt-Messungen. Aus ihnen gehen wichtige Materialparameter wie z. B. die Ladungsträgerdichte, die Beweglichkeit und der Widerstand der Strukturen hervor. Die zweite Kategorie der Experimente umfasst die Spintransporteigenschaften der Co_2FeSi Strukturen, die den experimentellen Hauptteil dieser Arbeit bilden.

Kapitel 5

Ladungs- und Spintransporteigenschaften

In diesem Kapitel werden die Ladungs- und Spintransporteigenschaften der lateralen Strukturen diskutiert. Dabei werden „Standardmethoden“ zur Bestimmung der elektrischen Eigenschaften sowie der Spinlebensdauer angewandt. Mithilfe dieser Messungen wird überprüft, ob sich die entworfenen Strukturen wie bei ihrer Planung angenommen verhalten. Andererseits sollen im Rahmen der aus den Messungen gewonnen Ergebnisse Aussagen zu dem Spintransportverhalten getroffen werden. Hierzu gehört auch die Bestimmung der Spinlebensdauer in den GaAs-Transportkanälen, da diese stark von der tatsächlichen Dotierkonzentration abhängt [72].

5.1 Elektrische Ladungs- und Spintransporteigenschaften

Mit Hilfe elektrischer Messungen soll zum einen untersucht werden, ob die mittels MBE gewachsenen Proben die erwartete Kontaktcharakteristik aufweisen, und zum anderen, ob die Dotierung der aktiven Schicht im beabsichtigten Bereich liegt.

5.1.1 Kontakt-Charakteristik (Strom-Spannungs-Kennlinien)

Das gewachsene Probenprofil (siehe Abb. 4.1) sollte zu einer Schottky-Tunnelbarriere an der FM/SC-Grenzfläche führen. Um dies zu bestätigen, wurden Strom-Spannungs-Kennlinien (I - V -Kennlinien) der $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ -Schottky-Kontakte untersucht. Räumliche Bereiche niedrigen Widerstands in einer Hochwiderstandstunnelbarriere, d. h. sogenannte Nadellöcher (engl. pinholes), können in Metall/Isolator/Halbleiter-Systemen zu hohen Strömen führen. Bei Schottky-Barrieren können Defekt-Zustände analoge Auswirkungen haben. Die durch Defekt-Zustände injizierten Ladungsträger sind möglicherweise auch nicht spinpolarisiert und stellen daher für die Spininjektion ein potentiell Problem dar. Um zu unterscheiden, ob der Elektronenfluss durch einen Tunnelprozess oder durch Defekt-Zustände dominiert wird,

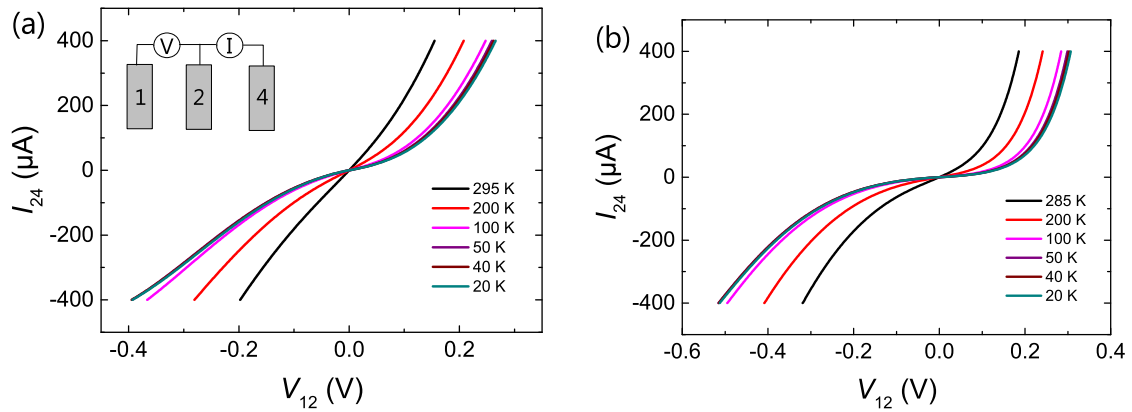


Abb. 5.1: Repräsentative Strom-Spannungs-Kennlinien der (a) $L2_1$ - und (b) $B2$ -Phase für verschiedene Temperaturen.

kann das dritte „Rowell-Kriterium“ herangezogen werden [99]. Es bietet eine Möglichkeit zur Identifikation des dominanten Transportmechanismus und lautet:

Der Widerstand bei 0 V Vorspannung (zero-bias resistance, ZBR), d. h. die Steigung der I - V -Kennlinie ohne Vorspannung, sollte eine schwache, isolatorhafte Temperaturabhängigkeit aufweisen. Mit anderen Worten, der ZBR sollte mit der Temperatur abnehmen, aber sich dabei nicht über Größenordnungen ändern.

Die repräsentativen I - V -Kennlinien für die untersuchten Proben der $L2_1$ - und $B2$ -Phase wurden in drei-Kontakt-Messungen zwischen den Kontakten 1, 2 und 4

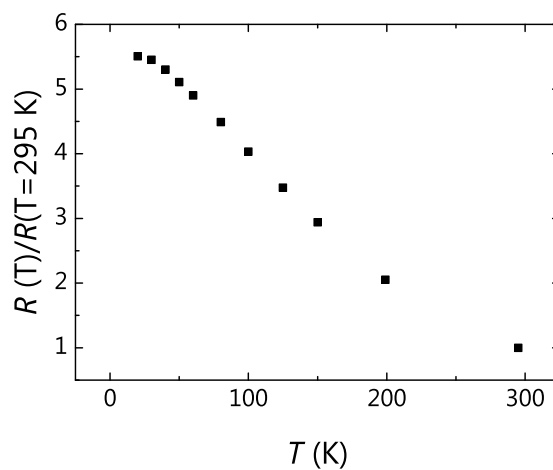


Abb. 5.2: Die ZBR als Funktion der Temperatur für die $L2_1$ -Phase.

(s. Abb. 4.2) bei verschiedenen Temperaturen aufgenommen und sind in Abb. 5.1 dargestellt. Man erkennt in beiden Fällen eine sehr schwache Temperaturabhängigkeit, was als ein erstes Indiz für einen durch Tunneln dominierten Transport gesehen werden kann.

Trägt man nun entsprechend des dritten Rowell-Kriteriums die ZBR gegen die Temperatur auf, so sieht man wie in Abb. 5.2 für die $L2_1$ -Phase dargestellt, dass der ZBR mit steigender Temperatur kleiner wird und ein Verhalten zeigt, welches das dritte Rowell-Kriterium erfüllt. Man kann also davon ausgehen, dass der Tunnelprozess den Transport dominiert. Folglich erfüllen die hergestellten Schottky-Kontakte ein wichtiges Kriterium für eine effiziente Spininjektion (s. Abschnitt 2.1.2).

5.1.2 Ladungsträgerkonzentration und -beweglichkeit

In Anwesenheit eines elektrischen (\mathbf{E}) und magnetischen Feldes lautet die quasiklassische Bewegungsgleichung eines quasifreien Elektrons [100]:

$$m^* \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} + \frac{m^*}{\tau} \mathbf{v} = e[\mathbf{E} + (\mathbf{v} \times \mathbf{B})]. \quad (5.1)$$

Dabei entspricht τ der mittleren Streuzeit und \mathbf{v} der Geschwindigkeit. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit liege das äußere Magnetfeld in Richtung der z -Achse $\mathbf{B} = (0, 0, B) = B\mathbf{e}_z$, während das angelegte elektrische Feld \mathbf{E} in eine beliebige Richtung zeige.

Im stationären Zustand ist der erste Summand auf der linken Seite von Gl. (5.1) gleich Null. Bei Verwendung der geltenden Beziehung für die Stromdichte

$$\mathbf{J}_c = en\mathbf{v}_d \quad (5.2)$$

mit der Driftgeschwindigkeit \mathbf{v}_d und unter Verwendung der Zyklotronfrequenz eines Elektrons in Anwesenheit eines äußeren Magnetfeldes $\omega_c = eB_z/m^*$ sowie der Abkürzung $\sigma_0 = ne^2\tau/m^*$ gelangt man über das ohmsche Gesetz

$$\mathbf{j}_c = \sigma \mathbf{E} \quad (5.3)$$

zu einem Ausdruck für den Leitfähigkeitstensor $\sigma(B)$:

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega_c\tau)^2} \begin{pmatrix} 1 & -\omega_c\tau & 0 \\ \omega_c\tau & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 + (\omega_c\tau)^2 \end{pmatrix}. \quad (5.4)$$

Das Magnetfeld führt zu einer Abschwächung der Leitfähigkeit senkrecht zum Magnetfeld um den Faktor $[1 + (\omega_c\tau)^2]^{-1}$. Für kleine Magnetfelder \mathbf{B} ist dies gleichbedeutend mit einem Anstieg des Widerstandes proportional zu B^2 , besser bekannt als Magnetowiderstand. Zum anderen generiert das Magnetfeld einen

Strom quer zum angelegten elektrischen Feld, gemäß der Nicht-Diagonal-Elemente des Leitfähigkeitstensors. Diese Nicht-Diagonal-Elemente repräsentieren den Hall-Effekt. In Abwesenheit des äußeren Magnetfeldes wird der Leitfähigkeitstensor zu einem Skalar.

In einem einfachen Bild kann der Hall-Effekt wie folgt verstanden werden. Fließt ein elektrischer Strom in x -Richtung bei einem in z -Richtung angelegtem Magnetfeld, so führt das Magnetfeld über die Lorentz-Kraft zu einem Drift der Ladungen in y -Richtung. Die Folge ist eine Anhäufung der Ladungen an den entgegengesetzten Enden der Probe, die ein elektrisches Feld E_y erzeugt, das der Lorentz-Kraft entgegenwirkt. Unter der Gleichgewichtsbedingung $J_y = 0$ ergibt sich das elektrische Feld E_y zu:

$$E_y = -\frac{\omega_c \tau J_x}{\sigma_0}. \quad (5.5)$$

Man definiert den Hall-Koeffizienten:

$$R_H = \frac{E_y}{J_x B_z} = -\frac{\omega_c \tau}{\sigma_0 B_z} = -\frac{1}{ne}. \quad (5.6)$$

Das Vorzeichen des Hall-Koeffizienten hängt von der Art der Ladungsträger ab, was die Bestimmung der für den Transport verantwortlichen Ladungsträger ermöglicht. Aus der Messung der Hall-Spannung U_H bei einem Strom I kann bei angelegtem äußeren Magnetfeld B_z auf die Dotierkonzentration einer Probe der Dicke d anhand von:

$$U_H = U_y = -\frac{IB_z}{ned} = R_H \frac{B_z}{d} \rightarrow n = -\frac{IB_z}{U_H ed} \quad (5.7)$$

geschlossen werden.

Bei bekannter Ladungsträgerkonzentration n erhält man die Beweglichkeit μ der Ladungsträger aus der Längsspannung U_x gemäß:

$$U_x = \frac{1}{ne\mu} I \frac{l}{bd} \rightarrow \mu = \frac{1}{neU_x} I \frac{l}{bd}, \quad (5.8)$$

wobei l für die Länge der Probe und b für ihre Breite stehen.

Gemäß der Hall-Messungen beträgt die Dotierung eines repräsentativen GaAs-Transportkanals $2.23 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Dies stimmt sehr gut mit der angestrebten Dotierung des GaAs-Transportkanals von $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ überein. Eine weitere, bedeutende Größe ist die Beweglichkeit. Sie ist in Abb. 5.3(a) als Funktion der Temperatur dargestellt. Mit ihrer Hilfe kann der Diffusionskoeffizient D gemäß der Einstein-Relation

$$D = \frac{\mu k_B T}{e} \quad (5.9)$$

bestimmt werden.

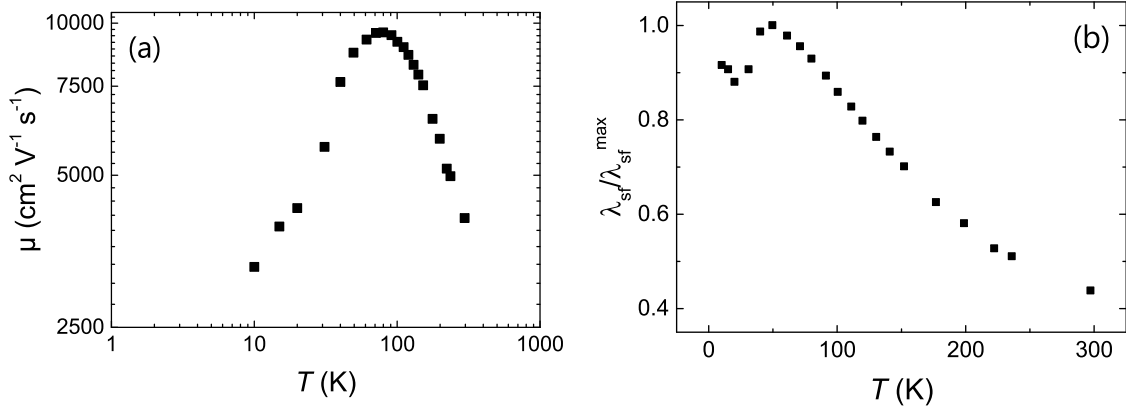


Abb. 5.3: Die aus den Magnetotransport-Messungen als Funktion der Temperatur (a) gewonnene Beweglichkeit μ und (b) berechnete Spindiffusionslänge, die auf ihren maximalen Wert normiert wurde.

Allerdings ist im restlichen Teil der Arbeit der gemittelte Spin-Diffusionskoeffizient $D_{\text{s,av}}$ anstatt des Diffusionskoeffizienten D wichtig. In dem hier vorhandenem Dotierbereich der n -GaAs-Schicht ($2 \times 10^{-16} \text{ cm}^{-3}$) gilt $D \approx D_{\text{s,av}}$ [101]. Folglich werden beide Werte gleichwertig benutzt und mit D gekennzeichnet. Mithilfe des Diffusionskoeffizienten kann über die Relation $\lambda_{\text{sf}} = \sqrt{\tau_{\text{s}} D_{\text{s,av}}} = \sqrt{\tau_{\text{s}} D}$ eine Abschätzung für die Temperaturabhängigkeit der Spindiffusionslänge gemacht werden. Der dominierende Spinrelaxationsmechanismus in GaAs ist der DP-Mechanismus, der eine Temperaturabhängigkeit von $T^{-3/2}$ besitzt [102–104]. Setzt man die über die Einstein-Relation bestimmten Werte für D in $\lambda_{\text{sf}} = \sqrt{\tau_{\text{s}} D}$ ein und nimmt für τ_{s} eine $T^{-3/2}$ -Abhängigkeit an, so gelangt man zu der in Abb. 5.3(b) dargestellten Temperaturabhängigkeit von λ_{sf} .

Man erkennt, dass die Spindiffusionslänge oberhalb von 40 K streng monoton abnimmt. Bei einer Temperatur von $T = 220 \text{ K}$ ist λ_{sf} auf die Hälfte des Maximalwertes abgeklungen. Allerdings skalieren die in Kapitel 6 beschriebenen Spinsignale mit der Spindiffusionslänge gemäß $\lambda_{\text{sf}} \exp(-d_{ij}/\lambda_{\text{sf}})$, wobei d_{ij} eine durch die laterale Transportstruktur gegebene charakteristische Länge ist. Nehmen wir nun $d_{ij} = 10 \text{ }\mu\text{m}$ (s. Kapitel 4) und für $\lambda_{\text{sf}} = 10 \text{ }\mu\text{m}$ bei tiefen Temperaturen an [52], dann ergibt sich gemäß des Skalierungsfaktors $\lambda_{\text{sf}} \exp(-d_{ij}/\lambda_{\text{sf}})$ bei Raumtemperatur eine Reduktion des Spinsignals um einen Faktor von 12, d. h. um mehr als eine Größenordnung. Folglich muss es trotz einer möglichen Beobachtung von Spinsignalen bei tiefen Temperaturen nicht zwangsläufig auch bei Raumtemperatur möglich sein.

5.2 Bestimmung der Spinlebensdauer*

Bei der verwendeten orts- und zeitaufgelösten Kerr-Reflektometrie (engl. time-resolved Kerr reflectometry, TRKR) wird eine Spinpolarisation optisch erzeugt und detektiert. Die n -dotierte Probe (hier n -GaAs) ist im thermischen Gleichgewicht nicht spinpolarisiert. Ein kurzer, zirkular polarisierter Laserpuls (Pump-Strahl) pumpt Elektronen aus dem Valenz- in das Leitungsband. Aufgrund der optischen Auswahlregeln (s. Kapitel 2.1.1) führt dies zu einer Spinausrichtung des angeregten Elektrons im Leitungsband und des im Valenzband verbleibendem Lochs. Die Spinrelaxationszeit von Löchern ist in GaAs sehr klein (100 fs) [105], so dass ihre Polarisation hier vernachlässigt werden kann. In den Experimenten wird die mittlere Spinpolarisation des Elektronenensembles gemessen, wobei die Anregung mit dem zirkular polarisierten Laser den Zeitpunkt $t = 0$ definiert. Nach der Anregung ist das Elektronenensemble teilweise spinpolarisiert. Die angeregten Löcher rekombinieren mit dem Elektronenensemble. Da sich dieses aus den Dotierelektronen und optisch angeregten Elektronen zusammensetzt, bleibt es auch nach dieser Rekombination teilweise spinpolarisiert. Der Grad der Polarisation wird mit einem zweiten, linear polarisierten Laserpuls (Tast-Strahl) abgefragt. Die Drehung der linearen Polarisationsebene des Tast-Strahls nach dessen Reflexion an der Probenoberfläche wird gemessen, d. h. der magneto-optische Kerr-Effekt, der in Abb. 5.4 schematisch dargestellt ist. Der Grad der Drehung ist proportional zur Spinpolarisation der Ladungsträger in der Probe. Der Tast-Strahl kann zeitlich und örtlich versetzt sein, wodurch eine zeit- und ortsaufgelöste Messung ermöglicht wird.

Die Experimente wurden in einem Mikroskopkryostaten bei $T = 20$ K im Zentrum eines Spulenpaares durchgeführt. Das Spulenpaar erzeugte ein äußeres Magnetfeld in der Probenebene (entlang der y -Achse), das bis zu einer Stärke von

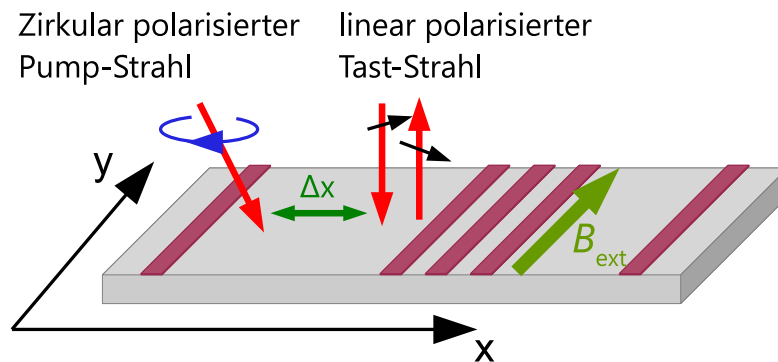


Abb. 5.4: Schematische Darstellung der Kerr-Reflektometrie-Experimente.

*Diese Experimente wurden in Zusammenarbeit mit Dr. Alberto Hernández-Mínguez durchgeführt.

0.15 T variiert werden konnte. Ein Ti:Saphir-Laser erzeugte 2-ps-Pulse mit einer Wiederholungsrate von 76 MHz (12.5 ns) und wurde durch einen Strahlteiler in einen Pump- und Tast-Strahl mit Intensitäten von 30 und 3 μW geteilt. Die Pump- und Tast-Strahlen wurden auf die Probenoberfläche fokussiert (Durchmesser 10–15 μm) und konnten bis zu 5 ns gegeneinander zeitversetzt werden.

Die Kerr-Messungen können zur Bestimmung der Spindiffusionskonstanten genutzt werden. Dazu wird die Position des Pump-Strahls fixiert. Entlang einer Strecke, deren Mittelpunkt die Position des Pump-Strahls ($x = 70 \mu\text{m}$) bildet, wird das Kerr-Signal mit dem Tast-Strahl abgefragt (s. Abb. 5.4). Der Zeitversatz t zwischen Anregung und Abtastung wird zwischen den jeweiligen Messungen in 0.5-ns-Schritten verändert. Die Messkurven für $t = 0, 1$ und 3 ns sind in Abb. 5.5(a) dargestellt. Die Kurven sind auf das Maximum der $t = 0$ ns Kurve normiert. Mit anwachsendem t wird auch die Halbwertsbreite (engl. full width at half maximum, FWHM) größer. Dies zeigen die quadrierten FWHM-Werte in Abb. 5.5(b). Aus dem Verlauf der quadrierten FWHM-Werte kann auf die Diffusionskonstante geschlossen werden [s. Gl. (1) in [106], $(\text{FWHM})^2 \propto D$], die für die betrachteten Proben bei $D = 36.5 \text{ cm}^2/\text{s}$ liegt. Der aus den Hall-Messungen über die Einstein-Relation berechnete Wert von $D = 7.4 \text{ cm}^2/\text{s}$ ist um einen Faktor 5 kleiner.

Neben der Bestimmung der Spindiffusionskonstanten kann mittels der Kerr-Messungen auch die Spinlebensdauer bestimmt werden. Hierzu wird die Position des Tast-Strahls an der Stelle des Pump-Strahls fixiert ($\Delta x = 0$). Die zeitaufgelöste Kerr-Reflektometrie wird hierbei allerdings nicht verwendet, da aufgrund der Diffusion der spinpolarisierten Elektronen falsche Ergebnisse zu erwarten sind. Mit der ermittelten Spindiffusionskonstante und einer Spinlebensdauer im Bereich von

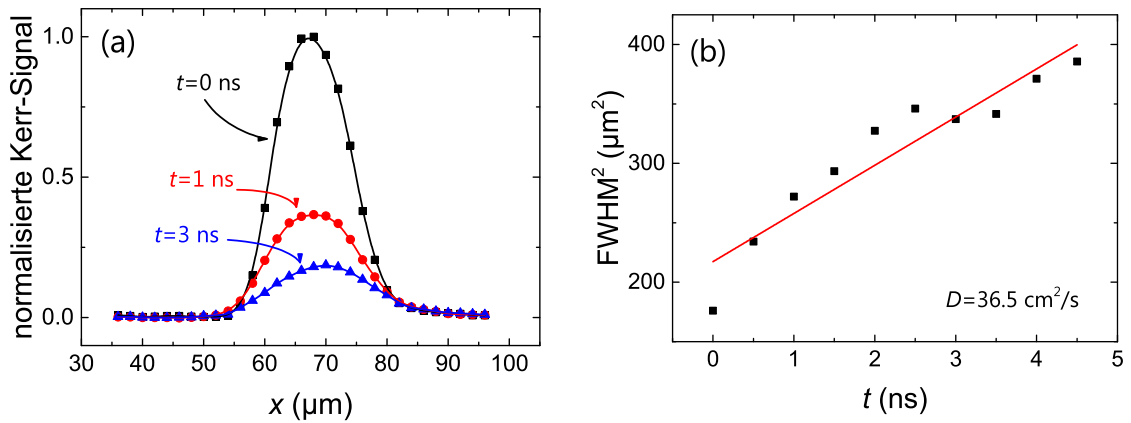


Abb. 5.5: (a) Die auf $t = 0$ ns normierten Kerr-Signale bei $t = 0, 1$ und 3 ns und (b) das Quadrat der aus diesen Kurven ermittelten Halbwertsbreiten (FWHM) für verschiedene Zeiten zur Bestimmung der Spindiffusionskonstanten D . Die durchgezogenen Linien dienen der Orientierung.

10 ns [52] liegt die Spindiffusionslänge λ_{sf} in der Größenordnung des Laserflecks. Während einer Messung diffundieren die Spins vom Tast-Strahl-Fleck weg. Das gemessene Kerr-Signal ist jedoch proportional zu der Spindichte. Die Änderung der Spindichte kann durch Relaxation oder durch die Diffusion der Ladungsträger bedingt sein. Die Diffusion kann folglich zu einer Verminderung des Kerr-Signals führen, was in vermeintlich kürzeren Spinlebensdauern resultieren würde.

Eine bessere Methode zur Bestimmung der Spinlebensdauer stellt daher die sogenannte resonante Spinverstärkung (engl. resonant spin amplification, RSA) dar [107]. Bei dieser Methode können im Falle von Spinlebensdauern oberhalb der Laserpuls-Wiederholperiode (12.5 ns) spinpolarisierte Elektronen in genau dem Moment injiziert werden, in dem das zuvor injizierte Elektronensemble die gleiche Spinorientierung hat. Die Elektronen präzedieren dabei um ein äußeres Magnetfeld, dessen Stärke variiert wird. Das Messsignal besitzt ein Maximum, wenn $\xi \times \Omega_L = \alpha$ ns ist und ein Minimum falls $(\xi + 1/2) \times \Omega_L = \alpha$ ns gilt. ξ ist dabei eine ganze Zahl, $\Omega_L = 2\pi\hbar/(g\mu_B B_{ext})$ die Präzessionsperiode der Elektronen und α gibt den zeitlichen Versatz zwischen Pump- und Taststrahl an. Des Weiteren wird das Signal erst 10 ns nach der Anregung durch den Pump-Strahl gemessen, was dazu führt dass der Effekt der Diffusion minimiert wird.

Die Ergebnisse der RSA-Messung sind in Abb. 5.6 dargestellt. Die Punkte entsprechen dem Kerr-Signal zum Zeitpunkt der Messung ($t = 10$ ns). Man erkennt neben den zuvor angesprochenen Maxima und Minima auch, dass das Signal nicht symmetrisch um 0 herum variiert. Zum Zeitpunkt der Messung ist die zuvor angeregte Spinpolarisation folglich noch nicht abgeklungen. Damit werden die Si-

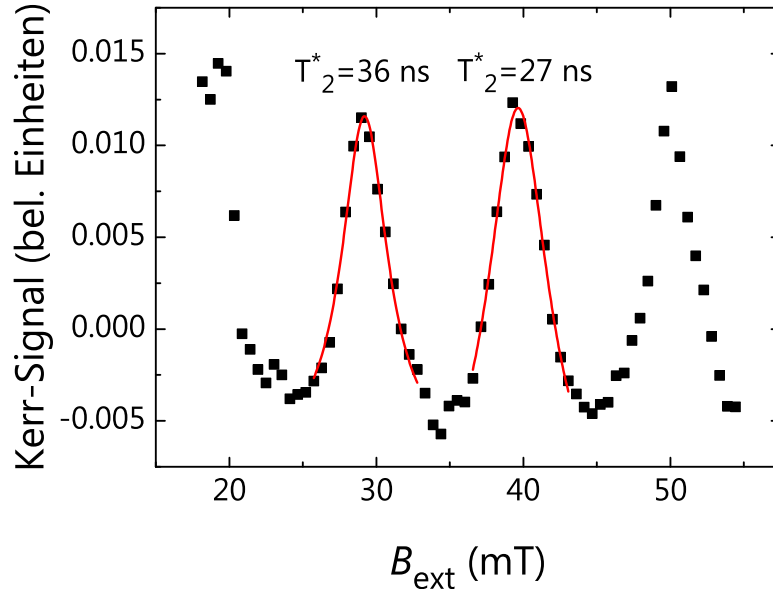


Abb. 5.6: Kerr-Signal aus der resonanten Spinverstärkung.

gnale der vorherigen Pulse aufaddiert. Dies ist ein Hinweis auf eine Spinlebensdauer oberhalb von 12.5 ns. Die Spinlebensdauer kann aus den RSA-Messungen gemäß Formel $Q = g\mu_B B T_2^*/h$ aus [74] gewonnen werden, wobei der Q -Faktor als $B_{\text{ext}}/\Delta B_{\text{ext}}$ definiert ist. Die Spinlebensdauer beträgt für die hier untersuchten Proben (31.5 ± 4.5) ns. Mit der so gewonnen Spinlebensdauer kommt man auf eine Spindiffusionslänge von $\lambda_{\text{sf}} = 10 \mu\text{m}$.

Der in Abschnitt 4.2.2 beschriebene Entwurf für die Transportstrukturen hinsichtlich der Abstände der im Zentrum befindlichen Kontaktstreifen wurde basierend auf diesen Ergebnissen angepasst.

Kapitel 6

Nicht-lokale und lokale Spin-Detektion in $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ -Strukturen

In diesem Kapitel werden die Experimente zum Nachweis der elektrischen Spininjektion, Spindetektion und dem Spintransport in lateralen $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ -Transportstrukturen besprochen. Die Transportstrukturen bestehen aus Co_2FeSi -Kontaktstreifen auf einem n -dotierten GaAs-Kanal (vgl. Kapitel 4). Die Co_2FeSi -Streifen fungieren dabei als elektrische Spininjektoren bzw. Spindetektoren. Sogenannte nicht-lokale (NL) Messungen werden durch die Verwendung zweier Co_2FeSi -Streifen als Referenzelektroden möglich. Die Eigenschaften von Co_2FeSi hinsichtlich der Eignung als Spininjektor und -detektor wird mittels zweier Arten von Messungen überprüft. Bei den sogenannten Spinventilmessungen führt die Änderung eines äußeres Magnetfelds zu einem Spannungssprung, falls sich die relative magnetische Orientierung der Injektor- und Detektorstreifen von parallel zu antiparallel ändert. Bei den Hanle-Messungen sorgt ein äußeres Magnetfeld für die Dephasierung der Spinpolarisation innerhalb des GaAs-Kanals, was zu einer charakteristischen Abhängigkeit des Spindetektionssignal von der Magnetfeldstärke führt. Die Temperatur- und die Spannungsabhängigkeit beider Effekte wird vorgestellt und mit den Ergebnissen eines eindimensionalen Spin-Drift-Diffusionsmodells verglichen. Die gleiche experimentelle Herangehensweise wird auch auf die sogenannte lokale Spinventilkonfiguration angewendet. Die Beobachtung der genannten Effekte in der lokalen Konfiguration ist nur unter bestimmten Bedingungen möglich, die hier untersucht werden.

6.1 Nicht-lokale Spindetektion

Für die meisten spinbasierten Anwendungen ist es notwendig, dass spinpolarisierte Elektronen, die elektrisch in einen Halbleiter injiziert werden, auch elektrisch detektiert werden. Die Verwendung einer ferromagnetischen Detektorelektrode stellt diesbezüglich einen naheliegenden Ansatz dar. In Zwei-Kontakt-Geometrien, wie

beim GMR und TMR, bewegen sich die Spins zusammen mit dem Ladungsstrom. Im Falle von FM/SC/FM-Strukturen hat dies den Nachteil, dass die Interpretation der experimentellen Resultate deutlich erschwert wird, weil spinabhängige Signale durch andere Effekte, die im Zusammenhang mit einem Ladungsstrom entstehen, beeinträchtigt werden können. Einer dieser Effekte ist der anisotrope Magnetowiderstand (engl. anisotropic magnetoresistance, AMR). Bei diesem hängt der Widerstand des ferromagnetischen Kontaktes von der relativen Orientierung zwischen dessen Magnetisierung und der Richtung des Stromflusses ab. Ein weiterer Effekt ist der anisotrope Tunnelmagnetowiderstand (engl. tunneling anisotropic magnetoresistance, TAMR). Hierbei kann der Tunnelwiderstand zwischen Halbleiter und Ferromagnet abhängig von der relativen Orientierung zwischen der Magnetisierung der ferromagnetischen Elektrode und der kristallographischen Achse sein [108, 109]. Des Weiteren können magnetische Streufelder der ferromagnetischen Kontakte zu lokalen Hall-Effekten führen, falls ein Ladungsstrom in deren Umgebung fließt [110]. Aus diesem Grund muss zunächst nachgewiesen werden, dass gemessene Signale auf spinpolarisierte Ladungsträger zurückzuführen sind. Um einen solchen Beweis zu erbringen, wurde die sogenannte nicht-lokale Detektion in einer lateralen Spinventilanordnung verwendet. In einer vier-Kontakt-Geometrie werden dabei die Strom- und Spinpfade voneinander separiert, sodass die gemessene nicht-lokale Spannung, wie im Abschnitt 2.4.2 gezeigt, aus einer Spinakkumulation resultiert. Diese Art der Messung beweist letztlich die elektrische Spininjektion und Spindetektion. Für spintronische Anwendungen sind sogenannte Spinventilstrukturen (zwei-Kontakt-Konfiguration) wesentlich interessanter. Bauelemente basierend auf lokalen Spinventilen erfüllen z. B. die für Schaltkreise notwendige Voraussetzung der Kaskadierung, d. h. dass das Ausgangssignal eines Bauelements als Eingangssignal des darauffolgenden Bauelements dienen kann. Zunächst werden laterale Spinventile in der nicht-lokalen Konfiguration für das Materialsystem $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ untersucht.

6.1.1 Funktionsprinzip

Die nicht-lokale Spindetektion geht auf Johnson und Silsbee zurück [47] und wurde zunächst bei metallischen Systemen eingesetzt. Eine schematische Darstellung der nicht-lokalen Konfiguration ist in Abb. 6.1 zu finden. Das Anlegen einer Spannung führt zu einem Ladungsstromfluss aus der ferromagnetischen Elektrode 2 in den Halbleiter hinein hin zur Elektrode 1. Anders als der Ladungsstrom, der nur zwischen den Elektroden 1 und 2 fließt, diffundieren die an der Elektrode 2 injizierten Spins in alle Richtungen im Halbleiter. Während im linken Pfad der Transport von spinpolarisierten Elektronen durch Drift und Diffusion erfolgt, kommt es im rechten Pfad nur zu einer Diffusion der Spins (Elektroden 3 und 4). Trotz des Nichtvorhandenseins eines Ladungsstroms, fließt in dem rechten Pfad ein Spinstrom. Das durch die Diffusion induzierte Ungleichgewicht zwischen den Spin-up- und Spin-down-Elektronenbesetzungen im Halbleiter führt zu einer Aufspaltung der elektro-

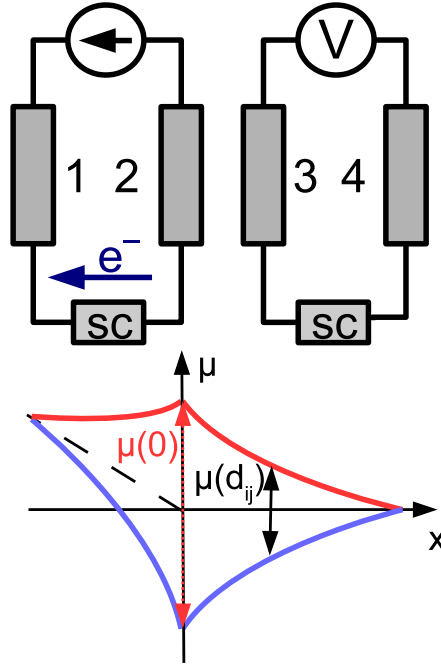


Abb. 6.1: Ersatzschaltbild für die nicht-lokale Messgeometrie. Die nummerierten Streifen stellen die Widerstände der Kontaktstreifen dar, während „SC“ den Widerstand des Halbleiterkanals symbolisiert.

chemischen Potentiale für die beiden Spinuntersysteme. Dies erlaubt die Messung einer nicht-lokalen Spannung zwischen den Elektroden 3 und 4 (vgl. Abschnitt 2.4.2). Die Elektrode 3 wird dabei an einer Stelle platziert, an der die Spinpolarisation noch nicht abgeklungen ist. Die Referenzelektrode (Elektrode 4) hingegen wird hinreichend weit weg vom Injektionspunkt angebracht, so dass das elektrochemische Potential dort keine Aufspaltung mehr aufweist.

Eine entscheidende Größe für laterale Spintransportmessungen ist die Spindiffusionslänge $\lambda_{sf} = \sqrt{D\tau_S}$, die der exponentiellen Abklingkonstante der Spinbesetzung entspricht. Sie kann in Halbleitern in der Größenordnung von einigen hundert μm liegen [79].

Zwei Arten von Experimenten wurden durchgeführt, um sowohl die Spininjektions- und Spindetektions-Eigenschaften der ferromagnetischen Elektroden als auch die Spintransport-Eigenschaften des Halbleiterkanals zu bestimmen [7, 52, 111]. Zum einen handelt es sich um Spinventil- und zum anderen um Hanle-Messungen. In beiden Fällen werden spinpolarisierte Elektronen in den Halbleiterkanal injiziert bzw. aus diesem extrahiert bei gleichzeitiger Messung der durch die Spinakkumulation hervorgerufenen Spannung. Experimentell unterscheiden sich die beiden Messungen im Wesentlichen durch die Richtung des bei den Messungen angelegten äußeren Magnetfeldes.

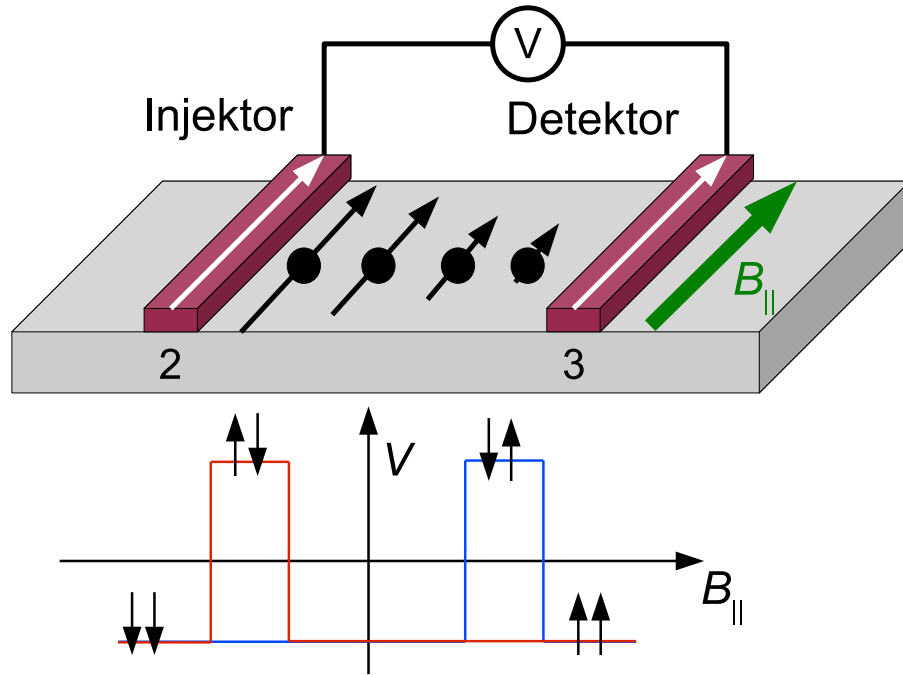


Abb. 6.2: Schematische Darstellung der Spinventilmessung

6.1.2 Spinventileffekt

Bei Spinventilmessungen wird die gemessene Spannung, wie in Abb. 6.2 dargestellt, in Abhängigkeit von der relativen Magnetisierungsrichtung (parallel oder antiparallel) der beiden Kontaktstreifen 2 und 3 gemessen. Hierzu wird ein äußeres Magnetfeld ($B_{||}$) so in der Ebene angelegt, dass es parallel zur weichen Magnetisierungsachse der Co_2FeSi -Streifen gerichtet ist. Sowohl in der lokalen als auch der nicht-lokalen Messkonfiguration wird die im Halbleiter erzeugte Spinpolarisation durch die Magnetisierungsrichtung des Kontaktstreifens 2 bestimmt. Bei der lokalen Konfiguration hängt die Transmission von Elektronen durch den Kontaktstreifen 3, d. h. der Kontaktwiderstand, von dessen relativer Magnetisierungsorientierung und der Spinpolarisation der Elektronen ab. Das Vorzeichen der nicht-lokal gemessenen Spannung wird ebenfalls von der relativen Orientierung zwischen der Spinpolarisation der Elektronen im Halbleiter und der Magnetisierung des Kontaktstreifens 3 bestimmt. Der Übergang von der parallelen zur antiparallelen Magnetisierungsorientierung der Streifen 2 und 3 führt folglich bei beiden Spinventilkonfigurationen zu einem charakteristischen Sprung in der gemessenen Spannung: $\Delta V = V_{\uparrow\uparrow} - V_{\uparrow\downarrow}$. Diese Spannungssprünge stellen den Nachweis für die Funktion eines Spinventils dar. Im Folgendem werden die Spinventilmessungen in der nicht-lokalen Konfiguration für das $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ -Hybridsystem vorgestellt, wobei sich die verwendeten Transportstrukturen im Grad der kristallinen Ordnung in den Co_2FeSi -Kontaktstreifen unterscheiden.

Je nach Stromrichtung kann die nicht-lokale Spinventilmessung (NLSV-Messung) im „Injektions“- ($I < 0$) oder im „Extraktions“-Modus ($I > 0$) erfolgen. Die in diesem Kapitel gezeigten Messungen wurden durchgängig im „Injektions“-Modus durchgeführt.

In Abb. 6.3 sind repräsentative Kurven der nicht-lokalen Messungen für Proben mit Kontaktstreifen aus $L2_1$ - und der $B2$ - Co_2FeSi zu sehen. Bei 0 T erkennt man eine Erhöhung, die auf die Hyperfeinwechselwirkung zwischen Elektronspins und Kernspins zurückzuführen ist (DNP). Die beobachteten Sprünge in der nicht-lokalen Spannung entsprechen den Magnetfeldern, bei denen die Magnetisierungsorientierung der Injektor- und Detektorstreifen von parallel zu antiparallel wechselt. Ein Vorzeichenwechsel ist bei dem Übergang von parallel zu antiparallel (vgl. Abb. 6.2) nicht zu beobachten, da ein Untergrundsignal, welches von einem parasitären Ladungsstrom im Spinpfad herrührt, so abgezogen wurde, dass der Wert des Spannungssprungs ΔV erkennbar ist. Die beobachtbaren charakteristischen Merkmale einer SV-Messung belegen die erfolgreiche elektrische Injektion und Detektion von spinpolarisierten Elektronen in diesen Strukturen für beide Phasen des Co_2FeSi .

6.1.3 Strom- und Temperaturabhängigkeit

Die Untersuchungen der Strom- und Temperaturabhängigkeit sind wichtig für die Beurteilung des vorliegenden Materialsystems hinsichtlich der Eignung für spintronische Anwendungen. Zur Ermittlung der Stromabhängigkeit wurden die SV-Messungen bei $T = 40$ K unter Variation des angelegten Stromes* durchgeführt.

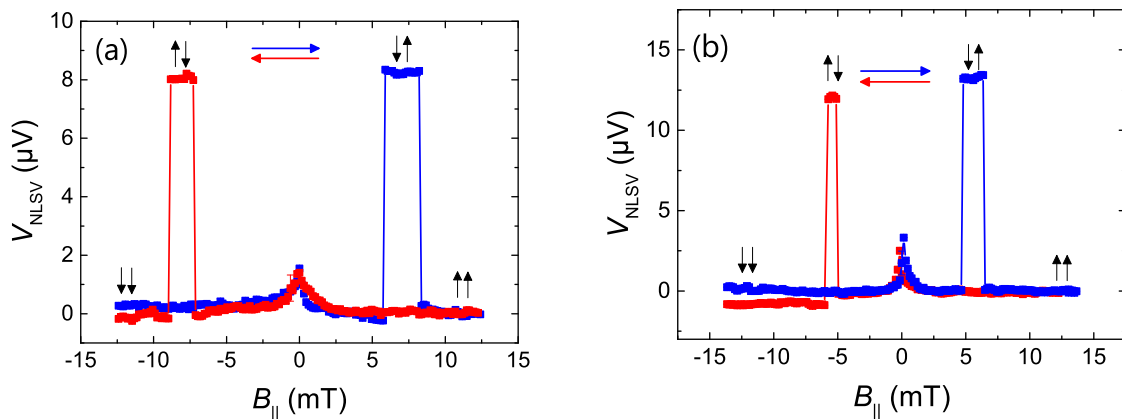


Abb. 6.3: Repräsentative Kurven der nicht-lokalen Spannung als Funktion des äußeren Magnetfeldes B_{\parallel} für die (a) $L2_1$ - und (b) $B2$ -Phase bei $T = 40$ K. Ein lineares Untergrund-Signal wurde subtrahiert.

*Weiterhin nur „Injektions“-Modus, d. h. negative Ströme.

Auf den ersten Blick sollte die nicht-lokale Spannung gemäß Gl. (6.1) linear vom Strom abhängen. Da allerdings viele der in der Gleichung aufgeführten Größen ebenfalls vom Strom abhängen können, ist nicht zwangsweise mit einem linearen Zusammenhang zu rechnen.

In Abb. 6.4 ist die Stromabhängigkeit der NLSV-Messungen ($\Delta V_{\text{NLSV}} = V_{\uparrow\uparrow} - V_{\downarrow\downarrow}$) für eine $L2_1$ - und eine $B2$ -Probe dargestellt. Im Falle der $L2_1$ -Probe [Abb. 6.4(a)] steigt das Signal bis zu einer Stromstärke von 300 μA nahezu linear an, erreicht dort seinen Maximalwert und fällt dann ab. Der Grund für den Anstieg liegt darin begründet, dass sich die Anzahl der spinpolarisierten Elektronen mit steigender Stromstärke erhöht und so zu einem größerem Signal führt. Für die Verringerung des Signals sind vor allem zwei Mechanismen verantwortlich. Schaut man sich die I - V -Kurven für die $L2_1$ -Probe im Abschnitt 5.1.1 an, so stellt man fest, dass einem Strom von 300 μA eine Spannung von ca. 300 mV entspricht. Die durch die Schottky-Barriere injizierten Elektronen weisen eine Überschussenergie von 300 meV relativ zur Leitungsbandkante am Γ -Punkt der Brillouin-Zone auf. Im Leitungsband des Halbleiters besetzen die spinpolarisierten Elektronen nicht nur das Γ -Tal, sondern werden durch die Intradbandstreuung auch in die X - und L -Täler gestreut. In den höheren Tälern erfolgt die Spinstreuung wesentlich schneller [112]. Folglich kommt es oberhalb von dem Strom von 300 μA zu einem Abfall des Signals. Eine weitere Erklärung für die Verringerung des Signals oberhalb von 300 μA stellt die Donator-Stoßionisation dar. Ein Strom von 300 μA führt zu einem elektrischen Feld von der Größenordnung von 10 V/cm im GaAs Kanal. Dieses Feld entspricht dem Schwellenwert der Donator-Stoßionisation in GaAs, d. h. dass es zu einem Anstieg der delokalisierten Elektronen im Halbleiter kommt, die für den DP-Relaxationsmechanismus verantwortlich sind [113]. Allerdings sind die meisten

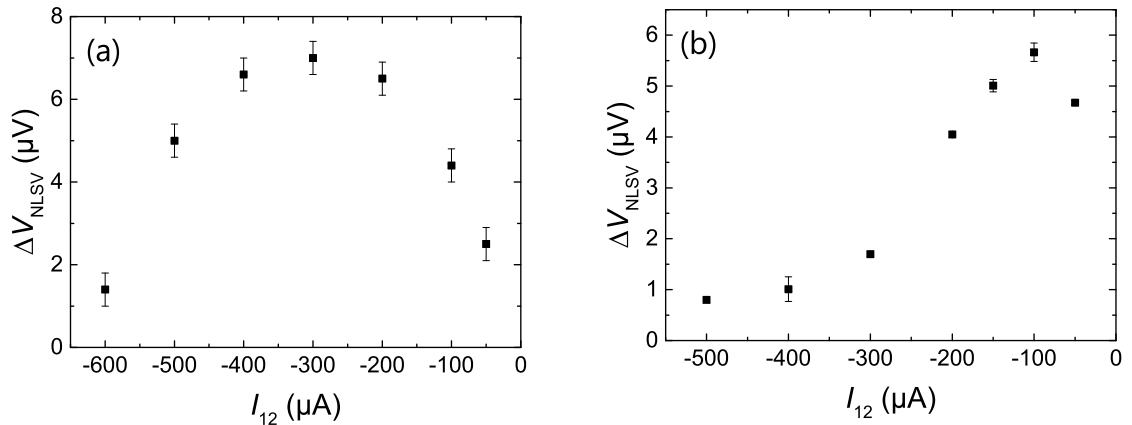


Abb. 6.4: Repräsentative Kurven für die Stromabhängigkeit der nicht-lokalen Injektionssignale ΔV_{NLSV} für die (a) $L2_1$ - und (b) $B2$ -Phase bei jeweils 40 K.

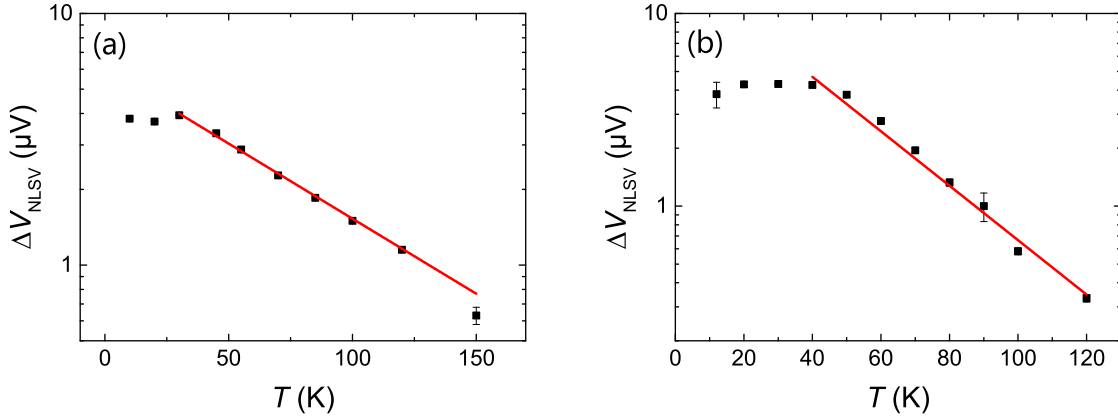


Abb. 6.5: Repräsentative Kurven für die Temperaturabhängigkeit der nicht-lokalen Injektionssignale ΔV_{NLSV} der (a) $L2_1$ -Phase bei $I = -400 \mu\text{A}$ und (b) der $B2$ -Phase bei $I = -100 \mu\text{A}$.

Donatoren oberhalb von 30 K bereits ohne Vorspannung thermisch ionisiert, so dass dieser Mechanismus auf die beiden hier betrachteten Proben nur einen schwachen Einfluss haben dürfte.

Bei der $B2$ -Probe in Abb. 6.4(b) sieht die Abhängigkeit ähnlich aus. Auch hier ist ein anfänglicher Anstieg des Signals zu erkennen, der genau wie bei der $L2_1$ -Probe, auf die steigende Anzahl von spinpolarisierten Elektronen im Halbleiter zurückzuführen ist. Auch die einsetzende Verringerung des Signals hat dieselbe Ursache wie bei der $L2_1$ -Probe und ist letztlich eine Folge der schnelleren Spinstreuung in den höheren Tälern des GaAs. Beide Mechanismen finden bei denselben Spannungen wie bei der $L2_1$ -Probe statt. Aufgrund der leicht unterschiedlichen I - V -Kennlinien (vgl. Abschnitt 5.1.1) entsprechen diese Spannungen bei der $B2$ -Probe allerdings kleineren Stromstärken.

Die Temperaturabhängigkeit der nicht-lokalen Spinventilmessungen ist in Abb. 6.5 halblogarithmisch für beide Probenarten dargestellt. Bei der $L2_1$ -Probe erkennt man zunächst ein konstantes Signal ΔV_{NLSV} , das ab einer Temperatur von 30 K streng monoton abnimmt [siehe Abb. 6.5(a)]. Das Signal fällt exponentiell mit 0.015 K^{-1} , was dem Wert nahekommt, der für Fe als Injektormaterial bei einem GaAs-Transportkanal beobachtet wurde (0.018 K^{-1} [114]). Dies bestätigt erneut, dass die Diffusion der Fe- bzw. Co-Atome in den schwach n -dotierten GaAs-Transportkanal keinen Einfluss auf diesen hat bzw. der Einfluss dem der erwähnten Fe-Proben ähnelt.

Für die Proben der $B2$ -Phase ist das Signal ΔV_{NLSV} bei Temperaturen $T \leq 40 \text{ K}$ nahezu konstant und fällt anschließend streng monoton mit 0.032 K^{-1} ab. Dieser Wert ähnelt ebenfalls dem Wert von Fe-Proben (0.030 K^{-1} [114]). Die Unterschiede

zwischen den Proben der $L2_1$ - und der $B2$ -Phase sind auf die unterschiedlichen Spannungsabhängigkeiten $V_{\text{Bias}}(T)|_{I=\text{const}}$ zurückzuführen.

Vergleicht man das exponentielle Abklingen beider Proben mit den Ergebnissen der Hall-Messungen aus Kapitel 5, so stellt man eine gute Übereinstimmung mit $\lambda_{\text{sf}} \exp(-d_{ij}/\lambda_{\text{sf}})$ fest. Das exponentielle Abklingen beider Proben ist demzufolge im Wesentlichen durch die Temperaturabhängigkeit der Spindiffusionskonstante bedingt.

6.1.4 Spindiffusionslänge & Spininjektionseffizienz

Eine wichtige Größe in der Halbleiter-Spintronik ist die Spindiffusionslänge λ_{sf} . Für das Materialsystem $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ wurde in Abschnitt 3.3 die Problematik der Diffusion von Co- und Fe-Atomen in den Halbleiter thematisiert. Es ist daher wichtig zu wissen, ob λ_{sf} von dieser Verunreinigung des GaAs-Transportkanals beeinflusst wird, d. h. ob der Wert von λ_{sf} in dem untersuchten Hybridsystem von den Literaturwerten für GaAs abweicht. Aus den optischen Kerr-Messungen in Kapitel 5 wurde eine Spindiffusionslänge von $10 \mu\text{m}$ abgeleitet, die relativ gut mit Literaturwerten für hochqualitatives n -leitendes GaAs übereinstimmt. Die elektrischen Messungen können zu einer unabhängigen Überprüfung dieses Wertes verwendet werden.

Variation des Kontaktabstands

Die Bestimmung der Spindiffusionslänge erfolgt anhand der nicht-lokalen Spannungsmessung unter Veränderung des Kontaktabstandes zwischen Injektor und Detektor. In einem Abstand d_{ij} von der Injektorelektrode (2) kann die in den Halbleiter injizierte Spinakkumulation durch die Detektorelektrode (3) gemessen werden (vgl. Abb. 4.2). Die nicht-lokale Spannung V_{NLSV} läßt sich gemäß [5, 7, 111] berechnen:

$$V_{\text{NLSV}} = \pm \frac{P_{\text{inj}} P_{\text{det}}}{2} \frac{\lambda_{\text{sf}} \rho_{\text{N}}}{A} I \exp\left(-\frac{d_{ij}}{\lambda_{\text{sf}}}\right). \quad (6.1)$$

Hierbei gilt das $+$ ($-$) Zeichen für den Fall der parallelen (antiparallelen) Orientierung der Magnetisierungen der beiden Elektroden. A gibt die Querschnittsfläche des Halbleiterkanals an und ρ_{N} seinen spezifischen elektrischen Widerstand. P_{inj} und P_{det} stehen für die Injektions- bzw. Detektionseffizienz des entsprechenden Streifens. In den meisten Fällen werden beide Größen als gleich angenommen [7, 111], obwohl dies streng genommen nur für den Fall sehr kleiner Ströme gilt [7].

Gemäß Gl. (6.1) hängt die nicht-lokale Spannung exponentiell von der Kontaktseparation d_{ij} ab. Variiert man diesen Abstand bei gleichbleibendem Strom, so sollte die gemessene Spannung mit größer werdendem d_{ij} exponentiell abfallen. Die experimentelle Zerfallskonstante entspricht dabei $1/\lambda_{\text{sf}}$.

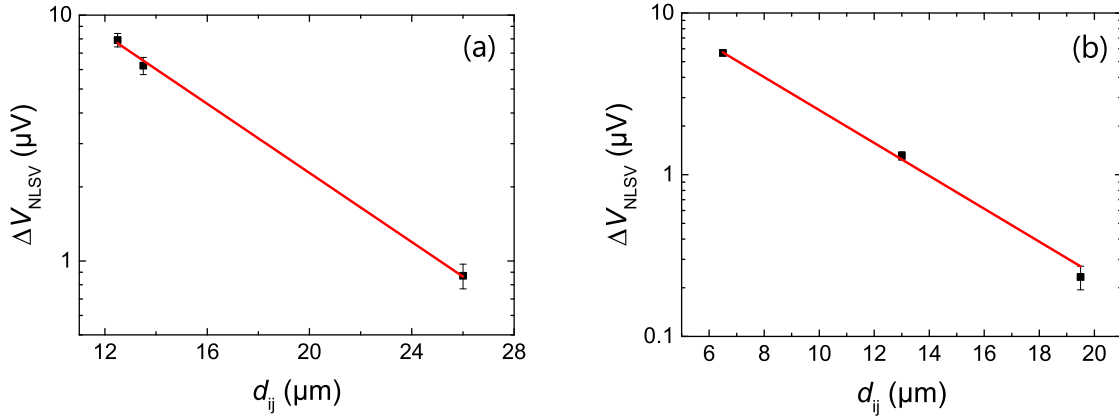


Abb. 6.6: Halblogarithmische Darstellung der Abhängigkeit des NLSV-Signals ΔV_{NLSV} vom Elektrodenabstand d_{ij} für die (a) $L2_1$ -Phase bei $I_{12} = -400 \mu\text{A}$ und die (b) $B2$ -Phase bei $I_{12} = -100 \mu\text{A}$ gemessen bei jeweils 40 K.

In Abb. 6.6 ist die nicht-lokale Spannung sowohl für eine $L2_1$ - als auch eine $B2$ -Probe als Funktion des Abstandes d_{ij} zwischen Injektor und Detektor dargestellt. Sowohl der Strom als auch die Temperatur wurden während der Messungen konstant gehalten. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Spannung in der Tat exponentiell abfällt. Die Spindiffusionslänge der $L2_1$ -Probe beträgt bei einer Temperatur von 40 K $\lambda_{\text{sf}} = 6.2 \pm 0.3 \mu\text{m}$ und bei der $B2$ -Probe beträgt sie $\lambda_{\text{sf}} = 3.9 \pm 0.4 \mu\text{m}$. Der verbleibende Unterschied zwischen den beiden Spindiffusionslängen kann auf evtl. kleine Unterschiede in der Dotierkonzentration zurückgeführt werden.

Die Werte der beider Co_2FeSi -Proben stimmen relativ gut mit Literaturwerten für GaAs bei einer ähnlichen Dotierung überein (2.8 [7] und $6 \mu\text{m}$ [52]) mit dem Unterschied, dass in der Literatur andere Injektormaterialien zum Einsatz kamen. Die Übereinstimmung mit dem Wert aus den Kerr-Messungen ist ebenfalls gut, wobei zu bedenken bleibt, dass die Kerr-Messungen bei 20 K durchgeführt wurden und $\lambda_{\text{sf}} = \lambda_{\text{sf}}(T)$ mit der Temperatur skaliert. Infolgedessen kann davon ausgegangen werden, dass der schwach n -dotierte GaAs-Transportkanal und damit auch die Spindiffusionslänge λ_{sf} nicht von der Diffusion von Co- bzw. Fe-Atomen beeinflusst werden.

Mit der Kenntnis von λ_{sf} können anhand von Gl. (6.1) und den nicht-lokalen Messungen Aussagen zur Injektions- und Detektionseffizienz des Co_2FeSi bei einer gegebenen Temperatur getroffen werden, genauer gesagt über das Produkt beider Größen. Setzt man die aus den charakterisierenden Messungen (s. Kapitel 5) erhaltenen Werte in die Gl. (6.1) ein, so gelangt man zu einer Injektionseffizienz von $(8.46 \pm 0.02)\%$ für die $B2$ -Phase und $(16 \pm 2)\%$ für die $L2_1$ -Phase bei 40 K. Beide Werte liegen deutlich unter den aus den Spin-LED-Messungen bestimmten Werten. Dafür gibt es mehrere Gründe. Zum einen wurde angenommen, dass die Injektions-

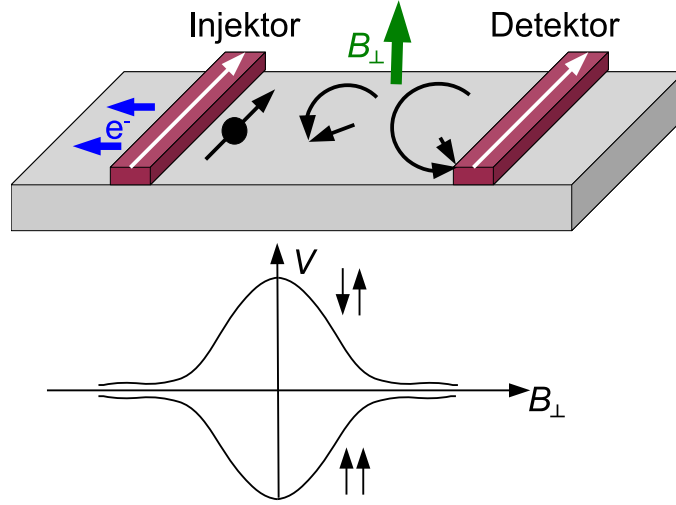


Abb. 6.7: Schematische Darstellung der Hanle-Messung

und Detektionseffizienz gleich sind. Diese Annahme gilt streng genommen nur bei kleinen Strömen [7]. Zum anderen ist die Probengeometrie der lateralen Transportstrukturen eine komplett andere als die der Spin-LEDs. Bei den Transportstrukturen verweilen die Spins einen längeren Zeitraum in der n^+ -GaAs-Schicht (vgl. Abb. 4.1), die durch die Co- und Fe-Diffusion beeinträchtigt ist. Das Verhalten von λ_{sf} ist in dieser Schicht nicht bekannt. Sie wird bei der Probenprozessierung zwischen den Kontakten weggeätzt, so dass der Spintransport in dem n -GaAs-Kanal stattfindet. Unter den Kontakten bleibt die n^+ -GaAs-Schicht allerdings bestehen.

6.1.5 Spinrelaxationszeit (Hanle-Effekt)

Der Nachweis des Hanle-Effekts liefert einen unumstößlichen Beweis der elektrischen Spindetektion. Bei Experimenten, die diesen Effekt nachweisen, erfolgt die Messung der Spannung wie in Abschnitt 6.1.1 beschrieben. Die Magnetisierungsorientierung von Injektor und Detektor wird in paralleler oder antiparalleler Stellung fixiert und das äußere Magnetfeld senkrecht zur Probenebene angelegt, wie Abb. 6.7 verdeutlicht. Das angelegte Magnetfeld beeinflusst nicht die Magnetisierung der Kontaktstreifen, führt aber zu einer Präzession der Spins im GaAs-Transportkanal. Somit lässt das äußere Magnetfeld die spinpolarisierten Elektronen mit einer Larmor-Frequenz präzedieren:

$$\Omega_L = \frac{g^* \mu_B B_\perp}{\hbar}, \quad (6.2)$$

wobei g^* der effektive Landé-Faktor im Halbleiter ($g^* = -0.44$ in GaAs) ist. Der Winkel, um den der Spin des Elektrons auf dem Weg vom Injektor zum Detektor präzediert, hängt bei gegebener Magnetfeldstärke von der Durchgangszeit t ab. Bei

einem diffusiven Bewegungsprozess in einem eindimensionalen Leiter unterliegen die Ankunftszeiten t einer Verteilung gemäß:

$$P(t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-d_{ij}^2/(4Dt)}, \quad (6.3)$$

wobei $P(t)$ proportional zu der Anzahl von Elektronen pro Volumen ist, die nach der Injektion an der Kontaktelektrode 2 ($x = 0$) während der Diffusionszeit t zur Kontaktelektrode 3 ($x = d_{ij}$) gelangen (vgl. Abb.fig:Seitenansichprobe). Zusätzlich muss die Spinrelaxation berücksichtigt werden. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass der Spin eines Elektrons während der Diffusionszeit t nicht umgeklappt ist, entspricht $\exp(-t/\tau_s)$. Multipliziert man $P(t)$ mit dem Relaxationsterm, so erhält man die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein spinpolarisiertes Elektron nach der Diffusionszeit t ohne Spinstreuprozess an der Detektorelektrode bei $x = d_{ij}$ ankommt. Diffusiver Transport bedeutet, dass sich die Elektronen auf verschiedenen Bahnen vom Injektor zum Detektor bewegen. Aus diesem Grund kommt es zu einer Verteilung der Diffusionszeiten, was wiederum in einer Verteilung der Präzessionswinkel $\phi = \Omega_L t$ resultiert. Das detektierte Signal (V/I) entspricht der Summe aller Diffusionszeiten t . Das zu erwartende Signal im Falle der parallelen Stellung der ferromagnetischen Kontaktelektroden sollte bei einem äußeren Magnetfeld $B_\perp = 0$ ein Minimum aufweisen und zu größeren Feldern hin ansteigen, bis der Punkt erreicht ist, an dem die gemittelte Spinpolarisation antiparallel zur Detektorelektrode orientiert ist. Eine weitere Erhöhung des Magnetfeldes sollte zur Verkleinerung des Signals führen, bis die gemittelte Spinpolarisation abermals parallel zum Detektor orientiert ist.

Analog zu der SV-Messung existiert auch bei der Hanle-Messung ein Untergrundsignal. Dieses Signal hängt quadratisch vom Magnetfeld ab [7, 52] und kann durch eine geeignete Anpassungsroutine subtrahiert werden. Trägt man die Hanle-Kurven für die parallele und antiparallele Magnetisierungsorientierung der Injektor- und Detektorelektrode auf, so sollte die Spannungsdifferenz bei Nullfeld dem Spannungssprung der SV-Messung entsprechen.

Experimentelle Hanle-Kurven

In Abb. 6.8 sind nicht-lokale Spannungen in der Hanle-Geometrie (NLH) als Funktion des äußeren Magnetfeldes B_\perp dargestellt. Beide Kurven wurden mit paralleler Magnetisierung der beteiligten Kontaktstreifen gemessen und zeigen qualitativ den erwarteten Verlauf. Um nachzuweisen, dass den gemessenen Magnetfeldabhängigkeiten der Hanle-Effekt zugrunde liegt, muss eine Kurvenformanalyse durchgeführt werden.

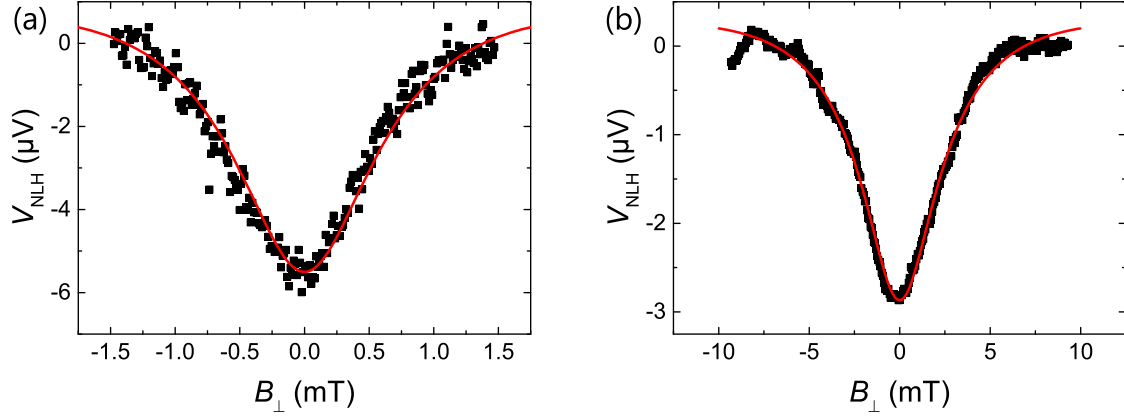


Abb. 6.8: Darstellung der repräsentativen Hanle-Kurven für die (a) $L2_1$ -Probe gemessen bei $I_{12} = 500 \mu\text{A}$ und 20 K und die (b) B2-Probe gemessen bei $I_{12} = 100 \mu\text{A}$ und 40 K (Symbole) als Funktion des äußeren Magnetfeldes B_{\perp} mit den Anpassungen (Linien) gemäß Gl. (6.8).

Berechnung der Hanle-Kurven

Das resultierende Spinsignal der Hanle-Messung kann berechnet werden. Das zugrunde liegende Modell beschreibt den Transport einer gemittelten Spindichte \mathbf{S} unter Berücksichtigung von Spindiffusion, Spindrift, Spinrelaxation und Spinpräzession analog zu der Diffusion und dem Drift von Ladungen. Den Ausgangspunkt stellt die Spin-Drift-Diffusionsgleichung dar.

Spin-Drift-Diffusionsgleichung

Die allgemeine Spin-Drift-Diffusionsgleichung sieht wie folgt aus[14]:

$$\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} = D \nabla^2 \mathbf{S} - \mu \mathbf{E} \cdot \nabla \mathbf{S} + \boldsymbol{\Omega}_L \times \mathbf{S} - \frac{\mathbf{S}}{\tau_s}. \quad (6.4)$$

Da die Spininjektion gleichmäßig entlang des Halbleiterkanals erfolgt, kann man das Modell auf ein eindimensionales Spintransport-Modell reduzieren. Gleichung (6.4) vereinfacht sich damit zu:

$$\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial x^2} - v_d \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial x} + (\boldsymbol{\Omega}_L \times \mathbf{S})_x - \frac{\mathbf{S}}{\tau_s}. \quad (6.5)$$

Die Lösung von Gl. (6.5) ergibt:

$$S_x(B, t) = \frac{S_0}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-(d_{ij} - v_d t)^2 / (4Dt)} e^{-t/\tau_s} \cos(\Omega_L t). \quad (6.6)$$

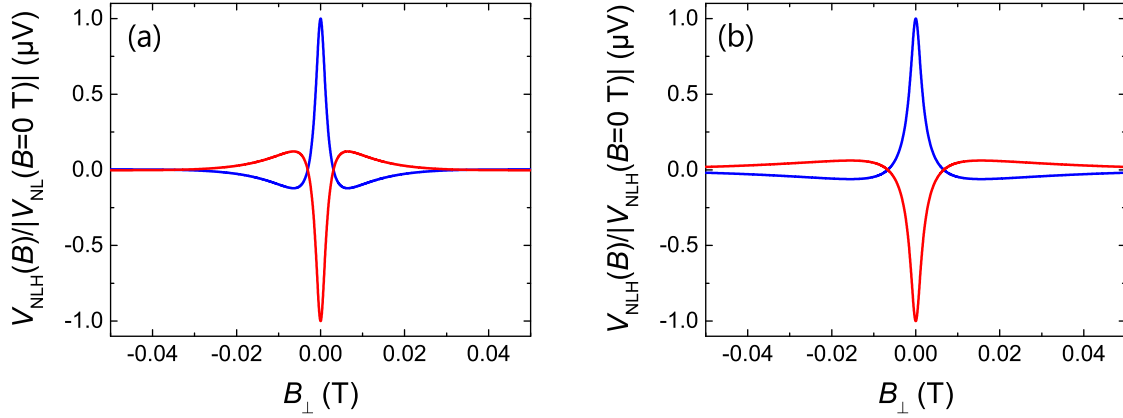


Abb. 6.9: Mit Gl. (6.8) berechnete Hanle-Kurven für den Fall einer vergleichsweise (a) starken und (b) schwachen Dämpfung. Die rote Kurve entspricht der parallelen und die blaue der antiparallelen Magnetisierungsorientierung von Injektor- und Detektorstreifen.

Integriert man Gl. (6.6) über alle Ankunftszeiten t , so gelangt man zu der Gleichgewichtslösung:

$$S_x(B) = \int_0^\infty \frac{S_0}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-(d_{ij}-v_d t)^2/(4Dt)} e^{-t/\tau_s} \cos(\Omega_L t) dt. \quad (6.7)$$

Für die gemessene spinabhängige Spannung ergibt sich demnach:

$$V(B) = \int_0^\infty \frac{V_0}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-(d_{ij}-v_d t)^2/(4Dt)} e^{-t/\tau_s} \cos(\Omega_L t) dt, \quad (6.8)$$

mit

$$V_0 = (\pm P_{\text{inj}} P_{\text{det}} I \lambda_{\text{sf}} \rho_N / 2S) (2\lambda_{\text{sf}} / \tau_s). \quad (6.9)$$

Bei den nicht-lokalen Messungen wird v_d in Gl. (6.8) zu Null gesetzt. Die Anpassungsparameter sind somit V_0 , D und τ_s . Alternativ kann D über die Einstein-Relation $eD = \mu k_B T$ aus Transportmessungen extrahiert werden, womit sich die Anpassungsparameter auf V_0 und τ_s reduzieren. Man kann leicht überprüfen, dass das Ergebnis von Gl. (6.8) ohne angelegtes Magnetfeld ($B_\perp = 0$) in das von Gl. (6.1) übergeht.

Die berechneten Hanle-Kurven für den Fall der schwachen und starken Dämpfung sind in Abb. 6.9(a) und 6.9(b) gezeigt. Dabei sind sie sowohl für den Fall der parallelen als auch für den Fall der antiparallelen Magnetisierungsorientierung der Kontaktelektroden abgebildet.

Für die Proben beider Co_2FeSi -Phasen liefert das Spin-Drift-Diffusions-Modell [siehe Gl. (6.8)] „sinnvolle“ Werte der Anpassungsparameter (s. Tabelle 6.1). Die

Tabelle 6.1: Aus den Hanle-Messungen gewonnene Parameter für die $L2_1$ - und die $B2$ -Phase.

Phase	P_{inj}	τ_s (ns)	D (cm^2/s)
$L2_1$	16%	45 ± 2	27 ± 1
$B2$	9%	12.4 ± 0.2	48 ± 1

gute Übereinstimmung zwischen den Daten und dem Modell[†] gilt als unumstößlicher Beweis für die elektrische Detektion von spinpolarisierten Elektronen in dem $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ -Hybridsystem. Das Verhältnis der Spindiffusionslänge der Hanle-Kurven entspricht zudem dem Ergebnis aus Abschnitt 6.1.3.

Temperaturabhängigkeit der Hanle-Kurven

Die nicht-lokalen Hanle-Kurven der $L2_1$ - und der $B2$ -Proben sind in Abb. 6.10 dargestellt. Die gute Übereinstimmung der Daten mit den Anpassungen gemäß Gl. (6.8) unter Benutzung von D , τ_s und V_0 als Anpassungsparameter liefert eine Bestätigung der obigen Ergebnisse. Das Maximum der Kurven steigt mit sinkender Temperatur an, was bereits bei den SV-Messungen beobachtet wurde. Des Weiteren

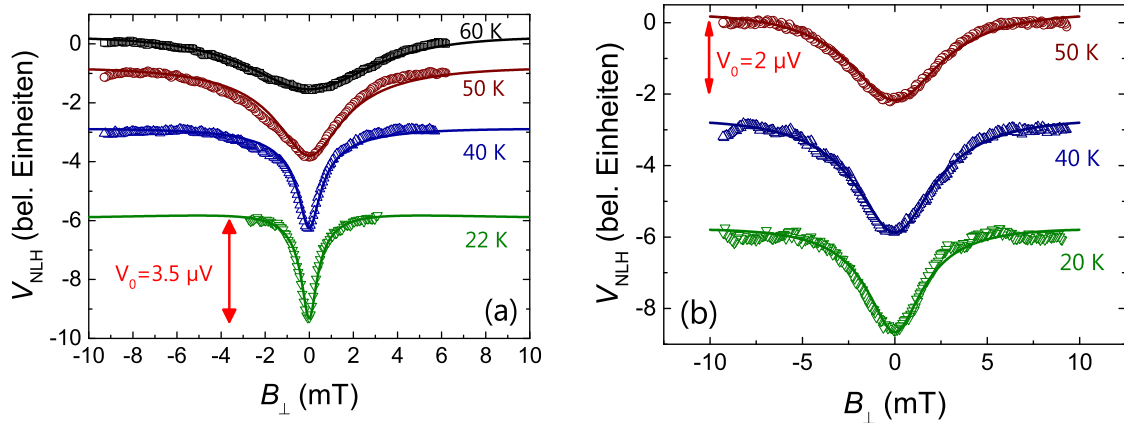


Abb. 6.10: Die nicht-lokale Spannung (Symbole) gemessen in der Hanle-Geometrie für die (a) $L2_1$ -Probe und die (b) $B2$ -Probe bei verschiedenen Temperaturen und einem Strom von $I_{12} = -400 \mu\text{A}$. Die Anpassungen sind als durchgezogene Linien dargestellt. Beide Kurventypen wurden zu Anschaulichkeitszwecken versetzt.

[†]Die Anpassungsroutine wurde von Dr. Oliver Brandt mittels der Software „Mathematica“ geschrieben.

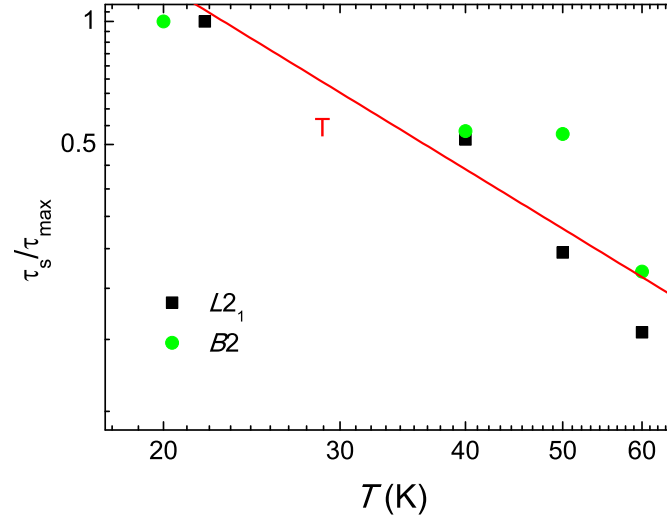


Abb. 6.11: Die aus den Hanle-Messungen gewonnenen, normierten Spinlebensdauern τ_s der $L2_1$ - und der $B2$ -Proben. Die durchgezogene Linie entspricht einer $T^{-3/2}$ -Funktion in dieser doppellogarithmischen Darstellung.

führt die Erhöhung der Temperatur zu einer Vergrößerung der Halbwertsbreite und demnach, wie erwartet, zu einer Verringerung der Spinlebensdauer.

Die aus den Anpassungen bestimmten Spinlebensdauern und Spindiffusionskoeffizienten sind in Tabelle 6.2 aufgeführt. Die Spinlebensdauern werden in der Tat mit steigender Temperatur kleiner. Dabei ist festzustellen, dass der Spindiffusionskoeffizient der $B2$ -Phase relativ gut mit dem Wert aus den optischen Kerr-Messungen (RSA-Messungen) im Abschnitt 5.2 übereinstimmt. Bei den Spinlebensdauern fällt auf, dass sie im Falle der $L2_1$ -Probe zu niedrigen Temperaturen hin deutlich größer als bei der $B2$ -Probe werden. Der Wert für die Spinlebensdauer aus der RSA-Messung liegt zwischen den Werten beider Proben.

In Abb. 6.11 ist die auf ihren Maximalwert normierte Spinlebensdauer τ_s als Funktion der Temperatur für beide Proben doppellogarithmisch aufgetragen. Der

Tabelle 6.2: Aus den Hanle-Messungen gewonnene Parameter für die $L2_1$ - und die $B2$ -Phase für verschiedene Temperaturen.

Temperatur (K)	$L2_1$		$B2$	
	τ_s (ns)	D (cm ² /s)	τ_s (ns)	D (cm ² /s)
60	9.2 ± 0.1	138 ± 3	7 ± 2	40 ± 8
50	19.73 ± 0.08	230 ± 11	9.9 ± 0.6	42 ± 2
40	58 ± 2	220 ± 10	14 ± 2	42 ± 9
20	90 ± 3	81 ± 4	18.0 ± 0.6	43 ± 1

in GaAs dominierende DP-Mechanismus führt zu der Erwartung einer $T^{-3/2}$ -Abhängigkeit, wie sie in beiden Proben beobachtet wird.

Trotz der guten Übereinstimmung zwischen den Daten und dem Modell ist an dieser Stelle Vorsicht geboten. Mehrere Faktoren können die Parameter der Hanle-Anpassung beeinflussen, die nicht in dem Modell enthalten sind. Zum einen handelt es sich um magnetische Domänen in den Kontakten. Die Orientierung dieser beeinflusst sowohl die Ausrichtung der injizierten Spinpolarisation am Injektorstreifen als auch die nicht-lokale Spannung am Detektorstreifen. Der wesentliche Effekt besteht in einer Änderung der Form der Hanle-Kurve [115].

Der DNP-Effekt hingegen beeinflusst die Halbwertsbreite der Hanle-Kurven. Er kann sowohl zu einer Vergrößerung als auch zu einer Verkleinerung der Halbwertsbreite führen. Das induzierte magnetische Feld der GaAs-Kerne führt zu einer Überlagerung mit dem äußeren Magnetfeld, so dass auf die Elektronspins ein anderes Magnetfeld wirkt, als von außen angelegt ist. Je nachdem wie die beiden Felder zueinander orientiert sind, verbreitert oder verschmälert sich die Halbwertsbreite [115]. In den SV-Messungen an den hier untersuchten Strukturen sind Spuren des DNP zu sehen (s. Abb. 6.3).

Magnetfelder verursacht von Rauigkeiten an der FM/SC-Grenzfläche können ebenfalls einen Einfluss haben [116]. Auch sie können die Spinlebensdauer verändern, obwohl sie nicht in dem hier verwendeten Modell berücksichtigt werden.

Stromabhängigkeit der Hanle-Kurven

Die Stromabhängigkeit der Hanle-Kurven sollte einen ähnlichen Verlauf wie die Stromabhängigkeit der NLSV haben. Vor allem die Größe der Spinsignale $\Delta V = V_{\uparrow\uparrow} - V_{\uparrow\downarrow}$ sollte sich gleichen. In Abb. 6.12 werden die Spinsignale aus den NLSV und den Hanle-Messungen an ein und derselben $L2_1$ -Probe direkt miteinander verglichen. Man erkennt eine sehr gute Übereinstimmung der Werte. Das liefert abermals den Beweis der elektrischen Spindetektion, da unterschiedliche Messungen zu denselben Ergebnissen führen.

6.2 Lokale Spindetektion

Wie eingangs des Kapitels erwähnt handelt es sich bei der lokalen Messgeometrie um eine Zwei-Punkt-Messung, deren Ersatzschaltbild in Abb. 6.13 dargestellt ist. Bei der lokalen Spindetektion durchqueren spinpolarisierte Elektronen, analog zum GMR und TMR, die FM/SC-Grenzfläche vergleichsweise direkt, wenn ihr Spin parallel zur Magnetisierung des ferromagnetischen Kontaktstreifens orientiert ist, während sie im Fall der antiparallelen Orientierung gestreut werden. Somit stellt die lokale Spindetektion letztlich eine Messung des elektrischen Widerstandes dar. Wie

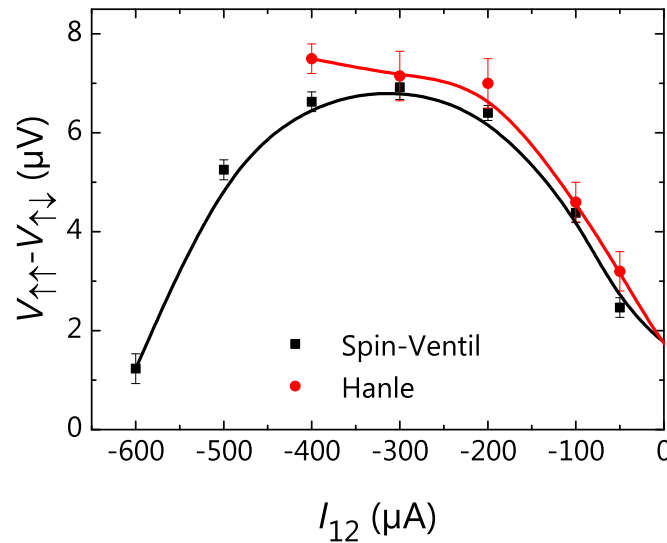


Abb. 6.12: Direkter Vergleich des Spinsignals $\Delta V = V_{\uparrow\uparrow} - V_{\uparrow\downarrow}$ einer $L2_1$ -Probe aus Spinventil (Quadrate) und Hanle-Messung (Punkte). Die durchgezogenen Linien dienen der Orientierung.

zuvor werden SV-Messungen und Hanle-Messungen zur Untersuchung der lokalen Spindetektion benutzt.

Für die Auswertung der Messdaten in diesem Abschnitt wurden magnetfeldabhängige I - V -Kennlinien in einer Drei-Kontakt-Anordnung aufgenommen (siehe Abschnitt 5.1.1). Aus den entsprechenden Daten wurden die magnetfeldabhängigen Kontaktwiderstände ermittelt, die notwendig sind, um die tatsächlichen lokalen Spinventilsignale zu bestimmen.

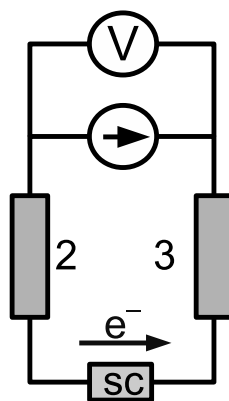


Abb. 6.13: Ersatzschaltbild der lokalen Messung. Die nummerierten Streifen stellen die Widerstände der Kontaktstreifen dar, während „SC“ den Widerstand des Halbleiters symbolisiert.

6.2.1 Lokaler SV-Effekt

In Abb. 6.14 sind die repräsentativen Kurven der lokalen SV-Messungen der $L2_1$ - und der $B2$ -Proben gezeigt. Für spätere Vergleichszwecke mit den NLSV-Messungen sind die lokalen Spannungen statt der normalerweise üblichen Widerstände in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld aufgetragen. Auch hier erkennt man die Sprünge, die den Wechsel der Magnetisierungsorientierungen der Injektor- und Detektorstreifen von parallel zu antiparallel entsprechen. Zudem ist das Signal größer als in den nicht-lokalen Messungen. Nachdem anhand der nicht-lokalen Messungen sowohl die elektrische Spininjektion als auch Spindetektion in diesen Strukturen nachgewiesen wurde, vereinfacht sich die Interpretation der Messungen in der lokalen Konfiguration. Die SV-Messungen belegen demnach die elektrische Spindetektion auch in der lokalen Geometrie. Da in den lokalen Messungen die Strom- und Spannungspfade nicht mehr voneinander getrennt sind, ist das Maß des Spinsignals nun der Magnetowiderstand $\text{MR} = \Delta R/R_{\uparrow\uparrow} = (R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow})/R_{\uparrow\uparrow}$. Hierbei ist $R_{\uparrow\uparrow}$ ($R_{\uparrow\downarrow}$) der Widerstand $R = V_L/I_L$ für die parallele (antiparallele) Orientierung der Injektor- und Detektormagnetisierungen.

Der Magnetowiderstand der untersuchten Strukturen von $\approx 0.03\%$ befindet sich an der unteren Grenze der in der Literatur veröffentlichten Werte für andere Materialkombinationen, die zwischen 0.02% [117] und 0.1% [118] liegen. Andererseits

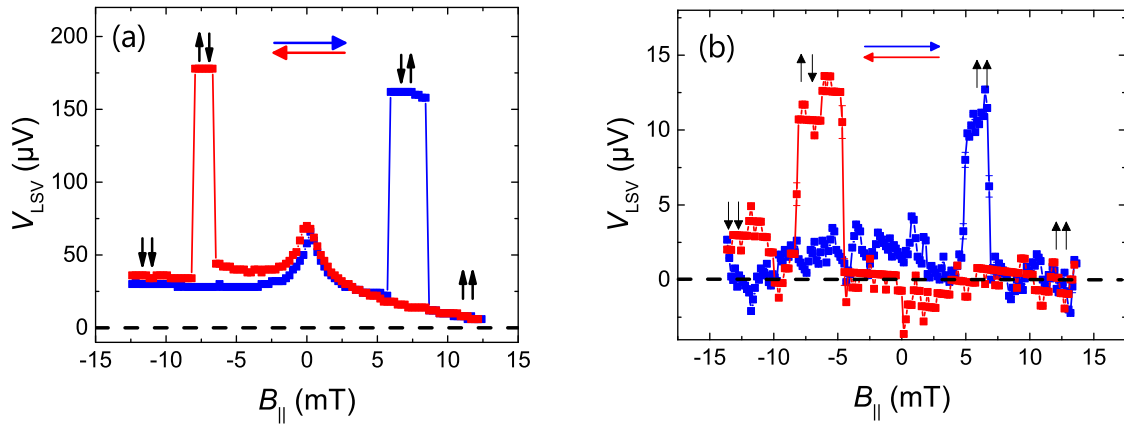


Abb. 6.14: Repräsentative Kurven der lokalen Spannung für die (a) $L2_1$ -Phase bei $I_{12} = 200 \mu\text{A}$ und die (b) $B2$ -Phase bei $I_{12} = 150 \mu\text{A}$ gemessen bei jeweils $T = 40 \text{ K}$. Bei der SV-Messung mit $L2_1$ -($B2$)- Co_2FeSi wurde ein konstanter Untergrund von 372 mV (672 mV) subtrahiert.

stimmt er gut mit dem theoretisch zu erwartenden Wert von 0.05% überein, welcher anhand der Formel (24) aus [11]

$$\Delta R = \frac{2(P_{\sigma F} r_F + P_{\Sigma} r_c)^2}{(r_c + r_F) + \frac{r_N}{2} \left[1 + \left(\frac{r_c}{r_N} \right)^2 \right] \frac{d_{ij}}{\lambda_{sf}}} \quad (6.10)$$

und der Formel (25) aus [11]

$$\begin{aligned} R_{\uparrow\uparrow} = & 2(1 - P_{\sigma F}^2) r_F + r_N \frac{d_{ij}}{\lambda_{sf}} + 2(1 - P_{\Sigma}^2) r_c \\ & + 2 \frac{(P_{\sigma F} - P_{\Sigma})^2 r_F r_c + r_N (P_{\sigma F}^2 r_F + P_{\Sigma}^2 r_c) \tanh(\frac{d_{ij}}{2\lambda_{sf}})}{(r_F + r_c) + r_N \tanh(\frac{d_{ij}}{2\lambda_{sf}})} \end{aligned} \quad (6.11)$$

berechnet werden kann. Die Formelparameter wurden in Abschnitt 2.1.2 eingeführt. Für den Spinwiderstand $r_F = r_{\text{CFS}} = \rho_{\text{CFS}} \times \lambda_{\text{sf}}^{\text{CFS}}$ [11] des Co_2FeSi wurde der Literaturwert $r_{\text{CFS}} = 4.5 \times 10^{-15} \, \Omega \, \text{m}^2$ [119] verwendet. Die restlichen Werte sind $P_{\sigma F} = 0.46$, $P_{\Sigma} = 16\%$, $\lambda_{\text{sf}} = 6.2 \, \mu\text{m}$, $r_N = 2.15 \times 10^{-9} \, \Omega \, \text{m}^2$, $d_{ij} = 12.5 \, \mu\text{m}$ und $r_c = 0.256 \times 10^{-6} \, \Omega \, \text{m}^2$.

Lokale Messungen sind also in dem Hybridsystem $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ prinzipiell möglich. Allerdings ist der beobachtete Magnetowiderstand von 0.03% für Anwendungen viel zu klein. Die Frage, warum das so ist, kann mithilfe des sogenannten Fert-Kriteriums erklärt werden.

Fert-Kriterium

Um bei den lokalen SV-Experimenten ein hinreichend großes elektrisches Signal, d. h. einen großen Magnetowiderstand zu messen, müssen die Bauelementparameter gewisse Bedingungen erfüllen. Konkret richten sich die Anforderungen an den Grenzflächenwiderstand r_c (Widerstand zwischen Ferromagnet und Nichtmagnet), der in einem definierten Bereich liegen muss [10, 11]. Einerseits muss r_c viel größer als der effektive Spinwiderstand des Halbleiters $r_N = \rho_N \lambda_{\text{sf}}$ sein, um das „Conductivity Mismatch“-Problem (siehe Abschnitt 2.1.2) zu umgehen und die Injektion von Spins zu gewährleisten. Andererseits darf r_c aber nicht zu groß sein, weil die Spinakkumulation im Halbleiter sonst komplett relaxiert, bevor sie detektiert werden kann.

Die genannten Bedingungen lassen sich zu dem sogenannten Fert-Kriterium zusammenfassen [11, 120]:

$$\left(\frac{W}{w} \right) \left(\frac{d_{ij}}{\lambda_{sf}} \right) \ll \frac{r_c}{r_N} \ll \left(\frac{W}{w} \right). \quad (6.12)$$

Hierbei stehen W und w für die Breite der Kontaktstreifen sowie des Halbleiterkanals.

Für die untersuchten Strukturen liegt der Quotient mindestens bei $r_c/r_N \approx 32$ und damit außerhalb des optimalen Fensters $3.2 \ll r_c/r_N \ll 6.6$. Auch Messungen bei Temperaturen unterhalb von 40 K führen nicht zu einer Verbesserung des MR-Signals.

Der gemäß Gln. (6.10) und (6.11) berechnete Magnetowiderstand ist in Abhängigkeit von der Spinasymmetrie im Ferromagneten ($0 < P_{\sigma F} < 1$) und von der Grenzflächen-Spinasymmetrie ($0 < P_{\Sigma} < 1$) für einen bestimmten Datensatz der restlichen Größen in Abb. 6.15 dargestellt. Der Magnetowiderstand hängt hierbei nur sehr schwach von $P_{\sigma F}$ ab. Bei genauerer Betrachtung der Gln. (6.10) und (6.11) wird der Grund dafür ersichtlich. Die Spinasymmetrie $P_{\sigma F}$ tritt immer in Kombination mit r_F auf. Da r_F allerdings um mehrere Größenordnungen kleiner als r_c ist, hat die Änderung von $P_{\sigma F}$ an dieser Stelle keinen Einfluss auf MR. Anders verhält es sich bei der Variation von P_{Σ}^{\dagger} . Je stärker der Spinfiltereffekt an der Grenzfläche ist, um so stärker ist auch das resultierende MR-Signal. Im Abschnitt 2.1.2 wurde dieses Verhalten bereits vorhergesagt. Obwohl r_c/r_N nicht im optimalen Bereich des

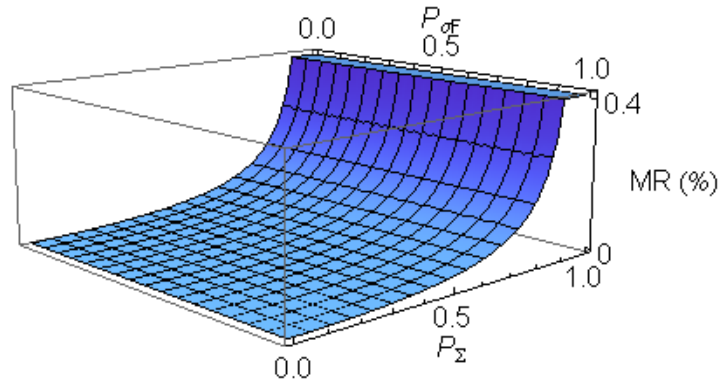


Abb. 6.15: Der Magnetowiderstand als Funktion von $P_{\sigma F}$ und P_{Σ} .

Fert-Kriteriums liegt, ist die elektrische Spindetektion in der lokalen Konfiguration dennoch im $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ -Hybridsystem möglich. Das resultierende MR-Signal ist für Anwendungen zu klein, kann aber durch die Optimierung der Bauelementparameter erhöht werden. Diese Tatsache in Verbindung mit der nicht benötigten Oxidbarriere zwischen Ferromagnet und Halbleiter macht dieses Hybridsystem zu einem vielversprechenden Kandidaten für mögliche Anwendungen in der Spintronik.

6.2.2 Strom- und Temperaturabhängigkeit

Ähnlich wie bei den nicht-lokalen Messungen soll auch hier der Einfluss der Temperatur und der Stromstärke auf das elektrische Signal untersucht werden. In Abb. 6.16

[†]Zu beachten bleibt an dieser Stelle, dass für den Fall von Schottky-Tunnelbarrieren P_{Σ} durch $P_{\sigma F}$ gegeben wird und folglich die Spinpolarisation des Ferromagneten der entscheidende Faktor ist.

ist die Stromabhängigkeit der LSV sowohl für eine $L2_1$ - als auch eine $B2$ -Probe dargestellt. Bei der $B2$ -Probe wie auch bei der $L2_1$ -Probe fallen die Maxima des lokalen Signals ΔV_{LSV} mit den Maxima der nicht-lokalen Messung ΔV_{NLSV} zusammen (siehe Abb. 6.4). Man kann daher davon ausgehen, dass die Gründe für den Signalabfall denen der nicht-lokalen Messungen entsprechen. Ein wesentlicher Unterschied zwischen den beiden Proben ist jedoch erkennbar. Die Signalstärke der $L2_1$ -Probe ist im Vergleich zur $B2$ -Probe etwa um einen Faktor 10 größer. Die Ursachen hierfür werden im Abschnitt 6.3 diskutiert.

Die Temperaturabhängigkeit der LSV ist in Abb. 6.17 zu sehen. Qualitativ ähnelt es dem Verhalten der NLSV.

Aus den Ergebnissen lassen sich folgende Schlussfolgerungen für den Einsatz des $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ -Hybridsystems für Bauelemente ziehen:

1. Der Abfall der Spinsignale bei höheren Strömen kann durch eine Optimierung der Kontakt-Charakteristik (I - V -Kennlinie) verbessert werden und,
2. um die Strukturen bei Raumtemperatur verwenden zu können, muss d_{ij} gemäß $\lambda_{\text{sf}}(T)$ reduziert werden.

6.2.3 Spindiffusionslänge aus Kontaktabstand

Aus der Änderung des Abstandes d_{ij} zwischen Injektor und Detektor kann auch in der lokalen Konfiguration auf die Spindiffusionslänge geschlossen werden. Bei den lokalen Messungen erhöht sich der Wert für die $L2_1$ -Probe auf $\lambda_{\text{sf}} = (11.2 \pm 0.4) \mu\text{m}$ und für die $B2$ -Probe auf $\lambda_{\text{sf}} = (8.9 \pm 0.5) \mu\text{m}$. Die Spindiffusionslänge wird also in beiden Fällen um ca. einen Faktor 2 größer. Der Grund hierfür liegt in dem elektrischen Feld zwischen Injektor und Detektor, das in der lokalen Konfiguration

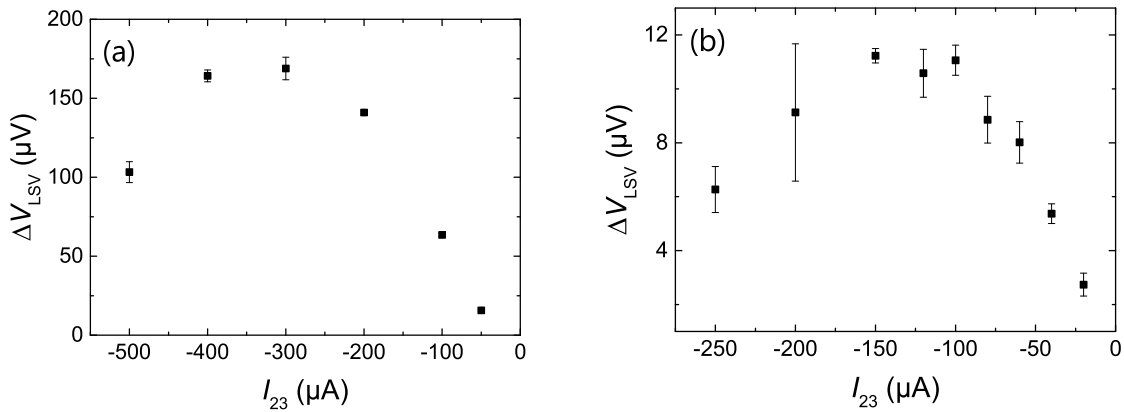


Abb. 6.16: Repräsentative Kurven für die Stromabhängigkeit der lokalen Injektionssignale ΔV_{LSV} für die (a) $L2_1$ - und die (b) $B2$ -Phase bei jeweils $T = 40 \text{ K}$.

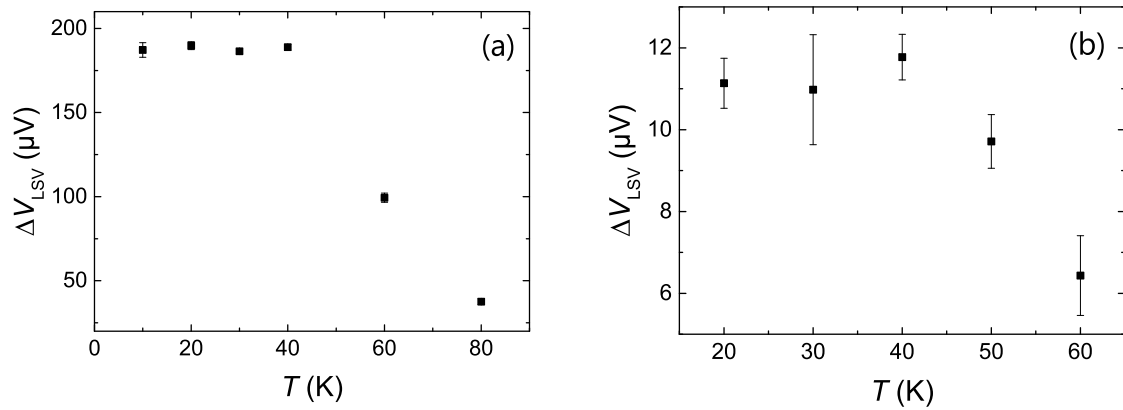


Abb. 6.17: Repräsentative Kurven für die Temperaturabhängigkeit der lokalen Injektionssignale ΔV_{LSV} für die (a) $L2_1$ -Phase bei $I = 400 \mu\text{A}$ und die (b) $B2$ -Phase bei $I = 350 \mu\text{A}$.

in einer Drift-Komponente resultiert und dementsprechend zu einer Erhöhung der Spindiffusionslänge führt[121].

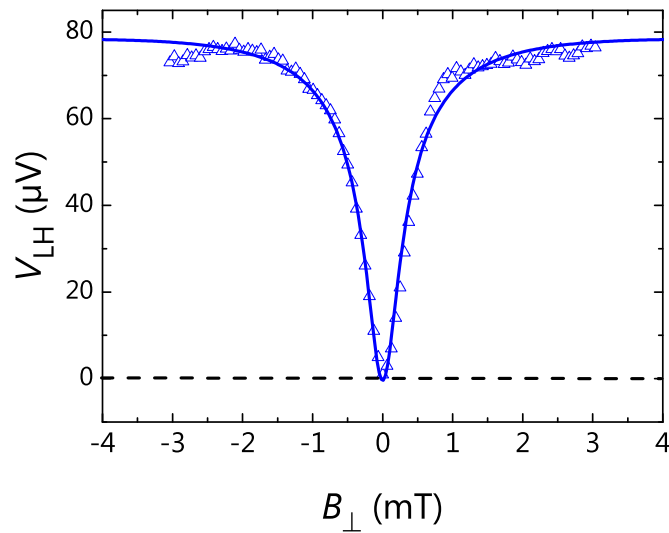


Abb. 6.18: Lokale Hanle-Spannung V_{LH} als Funktion des äußeren transversalen Magnetfeldes B_{\perp} in der Hanle-Geometrie bei einer Temperatur von 40 K und einer Stromstärke von $400 \mu\text{A}$. Die durchgezogene Linie stellt die Anpassung gemäß Gl. (6.8) dar. Ein Untergrundsignal von 529 mV wurde subtrahiert.

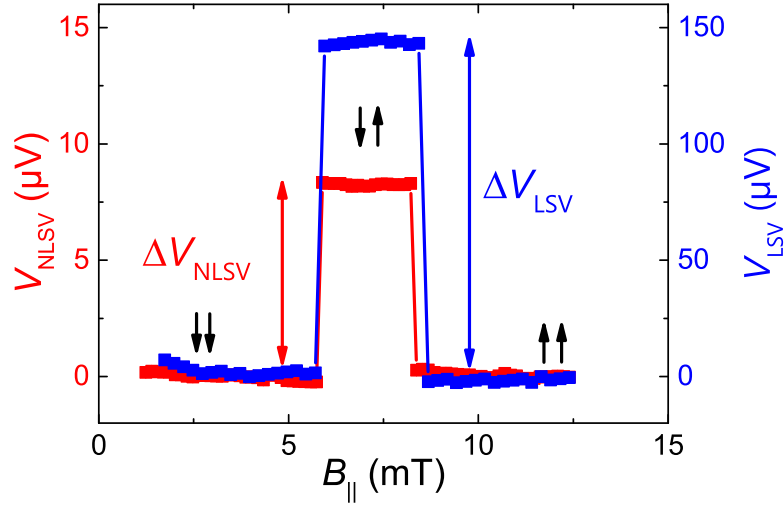


Abb. 6.19: Vergleich des nicht-lokalen ΔV_{NLSV} und lokalen Spinsignals ΔV_{LSV} für die $L2_1$ -Phase bei $T = 40$ K.

6.2.4 Lokaler Hanle-Effekt

Wie auch im nicht-lokalen Fall bietet die Hanle-Messung in der lokalen Geometrie den unumstößlichen Beweis der erfolgreichen elektrischen Detektion. In Abb. 6.18 ist exemplarisch eine Hanle-Kurve einer $L2_1$ -Probe in der lokalen Geometrie zusammen mit der Anpassung gemäß Gl. (6.8) gezeigt. Zu beachten ist, dass in Gl. (6.8) die Driftgeschwindigkeit v_d nun nicht mehr gleich Null gesetzt wird.

Auch hier sieht man eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Messdaten und dem Modell, womit ein erneuter Beleg für die elektrische Spindetektion in dem $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ -Hybridsystem erbracht wurde.

6.3 Effizienz der lokalen Spindetektion

Wendet man den theoretischen Formalismus aus Abschnitt 2.1.2 auf die lokale Geometrie an, so gelangt man zu dem Ergebnis, dass der Magnetowiderstand in der lokalen Konfiguration doppelt so groß wie in der nicht-lokalen sein sollte [122, 123]:

$$\Delta R_L = 2\Delta R_{\text{NL}}. \quad (6.13)$$

Genau dieses Resultat wurde in metallischen Systemen auch experimentell beobachtet [123].

Stellt man den Vergleich der lokalen und nicht-lokalen Geometrien nun für das Hybridsystem $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ an, so gelangt man zu einem ganz anderen Ergebnis. Während die Gl. (6.13) für die $B2$ -Phase relativ gut zutrifft [vergleiche Abb. 6.3(b) und Abb. 6.14(b)], ist die Situation bei der $L2_1$ -Phase komplett anders. In Abb. 6.19

sind die nicht-lokalen und lokalen Signale dieser Phase als Funktion des Magnetfeldes dargestellt. Man erkennt, dass das LSV-Signal um ca. einen Faktor 18 größer als das NLSV-Signal ist. Eine Abweichung von Gl. (6.13) wurde bereits in anderen Ferromagnet/Halbleiter-Hybridsystemen beobachtet und mit einem Anstieg der Spindiffusionslänge in der lokalen Geometrie begründet [118]. Auch in dem $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ -Hybridsystem ist ein Anstieg von λ_{sf} in der lokalen Geometrie zu beobachten (vergl. Kapitel 6.1.4). Berücksichtigt man die unterschiedlichen Spindiffusionslängen, so muss der Quotient $\Delta V_{\text{LSV}}/\Delta V_{\text{NLSV}}$ um einen Faktor 4 aufgrund der unterschiedlichen Werte von $\lambda_{\text{sf}} \exp(-L/\lambda_{\text{sf}})$ in Gl. (6.1) korrigiert werden. Daraus folgt, dass der korrigierte Quotient $\Delta \tilde{V} = \Delta V_{\text{LSV}}/\Delta V_{\text{NLSV}} = 18/4 = 4.5$ immer noch um einen Faktor 2.25 größer ist als gemäß dem eindimensionalen Spin-Drift-Diffusions-Model zu erwarten wäre [122, 123]. Die verbleibende Erhöhung des lokalen Signals scheint daher eine direkte Folge der vorhergesagten Halbmetallizität des Co_2FeSi in der $L2_1$ -Phase sein. Die hohe Spinpolarisation an der Fermi-Energie kann zu einer vergleichsweise hohen Spindetektionseffizienz in der lokalen Konfiguration und folglich zu einem überproportionalen Signal führen.

Eine entsprechende Beobachtung wurde auch in dem $\text{Co}_2\text{FeAl}_{0.5}\text{Si}_{0.5}/\text{GaAs}$ -Hybridsystem gemacht [124]. Die Heusler-Legierung $\text{Co}_2\text{FeAl}_{0.5}\text{Si}_{0.5}$ ist theoretischen Berechnungen zufolge ebenfalls ein sogenanntes Halbmetall.

Kapitel 7

Spin-Extraktion in $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ -Strukturen

Nachdem in Kapitel 6 die Spininjektion mittels lokaler und nicht-lokaler Messungen untersucht wurde, soll hier die Erzeugung einer Spinakkumulation in GaAs mittels Spinextraktion im Vordergrund stehen. Die Spinextraktion wurde im Abschnitt 2.1.3 als eine Methode zur Erzeugung einer Spinakkumulation in einem nichtmagnetischem Leiter eingeführt. Im Folgenden werden zunächst die Unterschiede zwischen der Spininjektion und Spinextraktion vorgestellt, bevor ein direkter Vergleich beider Mechanismen für die $L2_1$ - und die $B2$ -Proben erfolgt. Anschließend wird dargestellt, wie aus den Spinextraktions-Ergebnissen Informationen über die Bandstruktur von Co_2FeSi gewonnen werden können.

7.1 Gegenüberstellung von Spininjektion und Spinextraktion

Anhand von Gl. (2.24) wurde der Unterschied zwischen Spininjektion und Spinextraktion bei einer Umkehrung der Stromrichtung erklärt. Hier soll der Unterschied zwischen den beiden Prozessen etwas genauer untersucht werden. In Abb. 7.1 sind beide Prozesse dargestellt. Die gezeigte Bandstruktur des Ferromagneten entspricht der mittels DFT berechneten Bandstruktur der $B2$ -Phase von Co_2FeSi .

Wenn eine $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ -Schottky-Tunnelbarriere in Sperrrichtung $V_B < 0$ vorgespannt wird, so tunneln spinpolarisierte Elektronen im Wesentlichen vom Fermi-Niveau des Co_2FeSi in freie Zustände des GaAs. Die Zustände dieser Elektronen liegen bei einer Energie eV_B oberhalb der Unterkante des Leitungsbandes des GaAs ($eV_B \ll k_B T$). Die so in die unbesetzten Zustände von GaAs injizierten Elektronen relaxieren schnell (ps) in Richtung der Unterkante des Leitungsbandes des Halbleiters [125–127]. Die Effizienz der Transmission von Elektronen durch die FM/SC-Grenzfläche ist bei tiefen Temperaturen in guter Näherung proportional zum Produkt der Zustandsdichten an der Quasi-Fermi-Energie im Ferromagneten:

$$T_{\uparrow,\downarrow}^{\text{inj}} \propto n_{\uparrow,\downarrow}^{\text{FM}} n_{\uparrow,\downarrow}^{\text{SC}}, \quad (7.1)$$

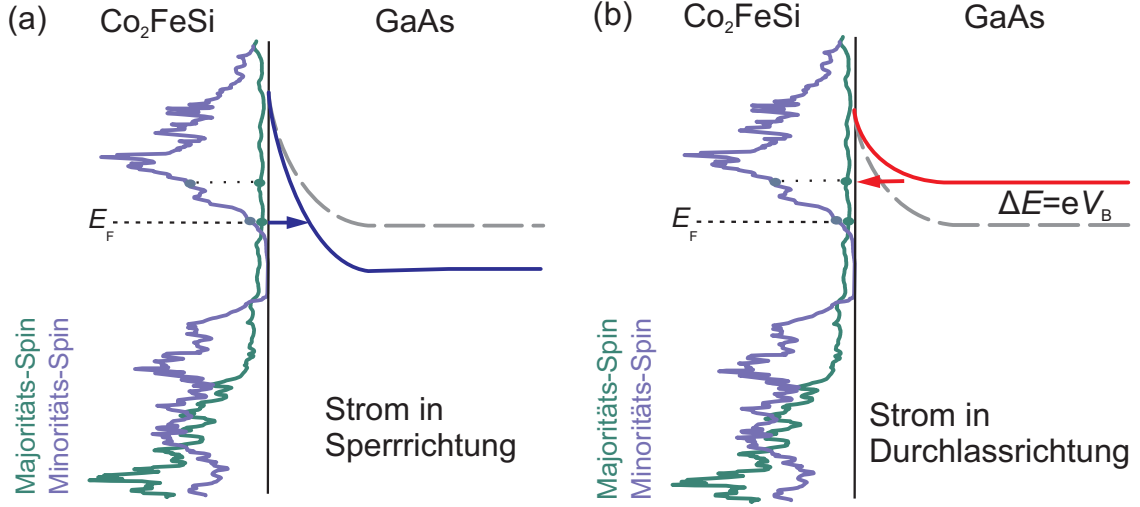


Abb. 7.1: In den jeweiligen Abbildungen ist links ist die mittels Dichtefunktionaltheorie berechnete Bandstruktur der $B2$ -Phase des Co_2FeSi [95] und rechts die Leitungsbandkante im GaAs als Funktion der Position für (a) Spininjektion und (b) Spinextraktion gezeigt. Die farbigen Pfeile symbolisieren die Flussrichtung der Elektronen.

wobei $n_{\uparrow,\downarrow}^{\text{FM}}$ und $n_{\uparrow,\downarrow}^{\text{SC}}$ die Zustandsdichten der Majoritäts- (\uparrow) und Minoritätsspins (\downarrow) im Ferromagneten und Halbleiter sind. Da die Bandstruktur des nichtmagnetischen Halbleiters nicht spinpolarisiert ist, gilt $n_{\uparrow}^{\text{SC}}(E_F) = n_{\downarrow}^{\text{SC}}(E_F)$. Somit ergibt sich für die spinpolarisierte Transmission (Injektion):

$$P_{\text{inj}} \propto \frac{T_{\uparrow}^{\text{inj}} - T_{\downarrow}^{\text{inj}}}{T_{\uparrow}^{\text{inj}} + T_{\downarrow}^{\text{inj}}} \propto \frac{n_{\uparrow}^{\text{FM}}(E_F) - n_{\downarrow}^{\text{FM}}(E_F)}{n_{\uparrow}^{\text{FM}}(E_F) + n_{\downarrow}^{\text{FM}}(E_F)} = P^{\text{FM}}(E_F) \quad (7.2)$$

Wird eine $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ -Schottky-Tunnelbarriere in Durchlassrichtung $V_B > 0$ vorgespannt, so tunneln unpolarisierte Elektronen aus dem GaAs in die freien Zustände des Co_2FeSi [s. Abb.7.1(b)]. Diese Zustände haben eine um $\Delta E = eV_B$ höhere Energie als die Quasi-Fermi-Energie im Co_2FeSi , wobei V_B für die Vorspannung steht. Die spinpolarisierte Transmissionseffizienz ist daher proportional zu $P^{\text{FM}}(E_F + \Delta E)$. Daraus resultiert eine Spinpolarisation der im Halbleiter verbleibenden Elektronen gemäß der Reflexionseffizienz $R_{\uparrow,\downarrow} = 1 - T_{\uparrow,\downarrow}$ zu:

$$P_{\text{extr}} \propto -P^{\text{FM}}(E_F + \Delta E) \quad (7.3)$$

Für das Verhältnis der Spininjektions- und Spinextraktionssignale ergibt sich [128]:

$$\frac{\Delta V_{\text{inj}}}{\Delta V_{\text{extr}}} = \left| \frac{P_{\text{inj}}}{P_{\text{extr}}} \right| = \frac{P^{\text{FM}}(E_F)}{P^{\text{FM}}(E_F + \Delta E)}. \quad (7.4)$$

Dementsprechend sollte es möglich sein, mittels einer Veränderung der Spannung die Spinpolarisation der Bandstruktur des Ferromagneten gemäß $\Delta E = eV_B$ abzutasten.

7.2 Spininjektion und Spinextraktion in $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ -Strukturen

Nachdem der Unterschied zwischen der Spininjektion und der Spinextraktion erklärt wurde, werden hier die Ergebnisse der Messungen dargestellt. Wie die Experimente zur Spininjektion in Kapitel 6, so wurden auch die Messungen zur Spinextraktion in der nicht-lokalen Konfiguration durchgeführt. Der messtechnische Unterschied zwischen Injektion und Extraktion besteht, wie im Abschnitt 2.1.2 gezeigt, in der Umkehrung der Stromrichtung.

In Abb. 7.2 sind die nicht-lokalen Spinsignale (ΔV_{NLSV}) aus der Spinextraktion zusammen mit den Ergebnissen der Spininjektion aus Kapitel 6 für beide Co_2FeSi -Phasen vorgestellt. Bei der $L2_1$ -Probe erkennt man eine Symmetrie zwischen den Spinsignalen aus Injektion ($I_{12} < 0$) und Extraktion ($I_{12} > 0$), d. h. beide Signale sind für die jeweilige Stromstärke nahezu identisch. Bei der $B2$ -Probe hingegen beobachtet man eine starke Asymmetrie. Während das Spinsignal für die Spinextraktion monoton steigt, erreicht es bei der Spininjektion ein Maximum und fällt anschließend ab.

Um sicher zu gehen, dass das unterschiedliche Verhalten der beiden Proben keine Folge der unterschiedlichen I - V -Kennlinien ist, ist in Abb. 7.3 das Verhältnis der angelegten Spannungen in Sperr- und Durchlassrichtung als Funktion des absoluten Stromes dargestellt. Bei den Proben beider Phasen erkennt man einen anfängli-

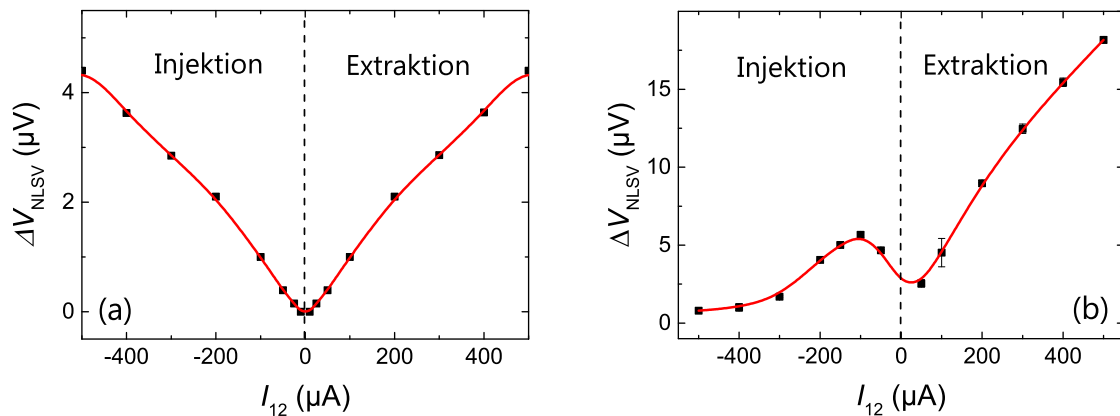


Abb. 7.2: Injektion und Extraktion für eine (a) $L2_1$ - und eine (b) $B2$ -Probe bei einer Temperatur von 40 K. Die durchgezogenen Linien dienen der Orientierung.

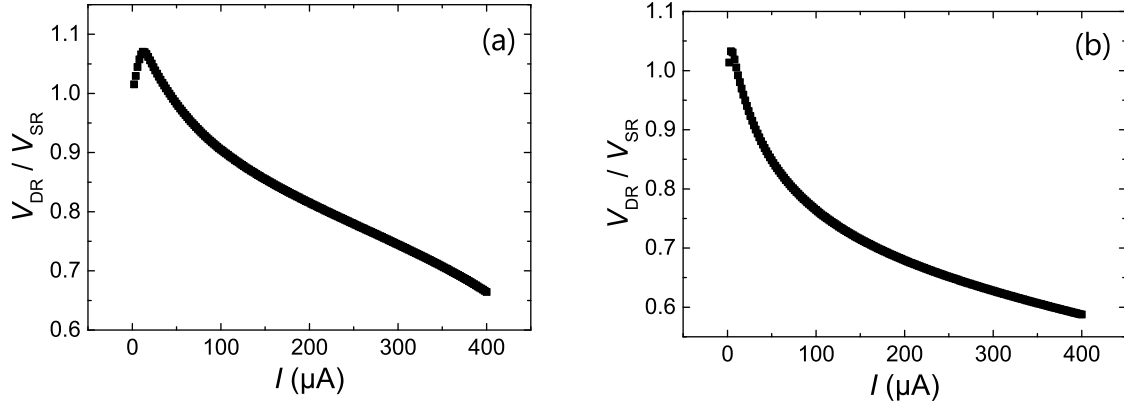


Abb. 7.3: Verhältnis der Spannungen in Durchlass- (DR) und Sperrrichtung (SR) aus den I - V -Kennlinien der Schottky-Kontakte für die (a) $L2_1$ - und (b) $B2$ -Probe als Funktion des absoluten Stromes.

chen Anstieg, gefolgt von einem streng monotonen Abfall. Damit ist anhand der sich ähnelnden Kurven in Abb. 7.3 gezeigt, dass die beobachteten Unterschiede im Verhalten der beiden Probensorten in Abb. 7.2 keine Folge der unterschiedlichen elektrischen Eigenschaften der Kontakte sind. Vielmehr liegt der Schluss nahe, dass die Unterschiede eine Folge der unterschiedlichen Bandstrukturen sind.

7.3 Einfluss der elektronischen Bandstruktur von Co_2FeSi

In Abschnitt 7.1 wurde der Zusammenhang zwischen der Bandstruktur und den Spinsignalen in Injektions- bzw. Extraktionsrichtung gezeigt:

$$\frac{\Delta V_{\text{inj}}}{\Delta V_{\text{extr}}} \propto \frac{P^{\text{FM}}(E_{\text{F}})}{P^{\text{FM}}(E_{\text{F}} + \Delta E)}, \quad (7.5)$$

wobei $P^{\text{FM}}(E_{\text{F}}) = [n_{\uparrow}^{\text{FM}}(E_{\text{F}}) - n_{\downarrow}^{\text{FM}}(E_{\text{F}})]/[n_{\uparrow}^{\text{FM}}(E_{\text{F}}) + n_{\downarrow}^{\text{FM}}(E_{\text{F}})]$ ist.

In Abb. 7.4 ist ein Ausschnitt der spinabhängigen Bandstruktur im Bereich der Fermi-Energie für die $B2$ - und die $L2_1$ -Phase des Co_2FeSi dargestellt. Deutlich zu erkennen ist das halbmetallische Verhalten der $L2_1$ -Phase mit $P^{\text{FM}}(E) = 1.0$ im Bereich der Fermi-Energie. Abweichend davon zeigt die $B2$ -Phase eine endliche Zustandsdichte sowohl für Majoritäts- als auch Minoritäts-Ladungsträger. Das sich daraus ergebende Verhältnis $P^{\text{FM}}(E_{\text{F}})/P^{\text{FM}}(E_{\text{F}} + \Delta E)$ ist in Abb. 7.5 für beide Co_2FeSi -Phasen gezeigt.

Der Wert des Verhältnisses für die $L2_1$ -Phase bleibt in dem hier betrachteten Ausschnitt unverändert bei 1, d. h. die Anzahl der Zustände in der Bandstruktur

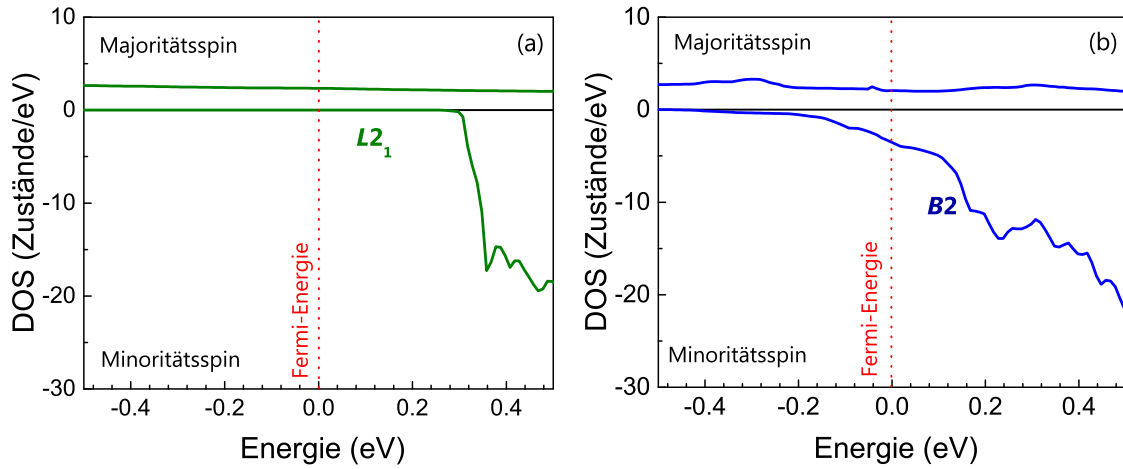


Abb. 7.4: Ausschnitte der spinabhängigen Bandstruktur der (a) $L2_1$ - und der (b) $B2$ -Phase im Bereich der Fermi-Energie.

oberhalb der Fermi-Energie und an der Fermi-Energie scheint sich in dem betrachteten Energie-Intervall nicht zu ändern. Der Wert der $B2$ -Phase beginnt bei 1 und fällt anschließend streng monoton mit zunehmender Energie ab. Dies bedeutet, dass sich die Anzahl der freien Zustände oberhalb der Fermi-Energie innerhalb der Bandstruktur der $B2$ -Phase erhöht. Mit zunehmender Energie kommen Zustände

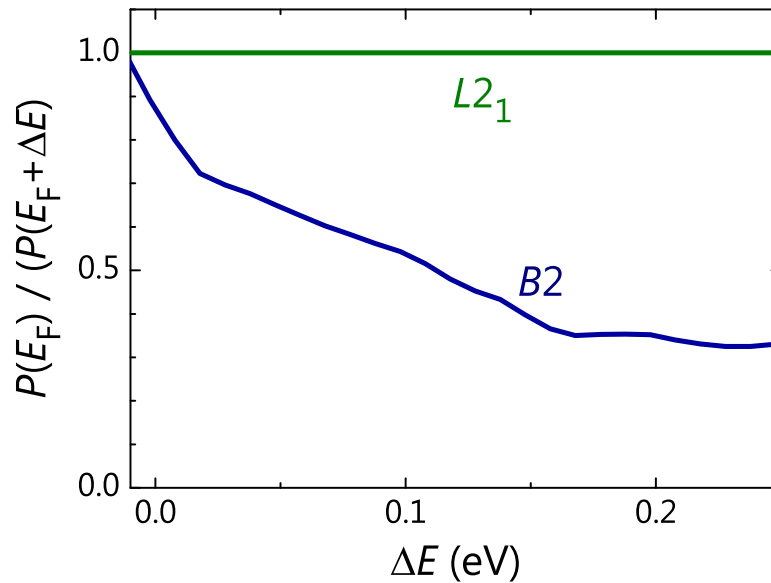


Abb. 7.5: Das aus der Bandstruktur berechnete Verhältnis $P(E_F)/P(E_F + \Delta E)$ für die $B2$ - und die $L2_1$ -Phase des Co_2FeSi .

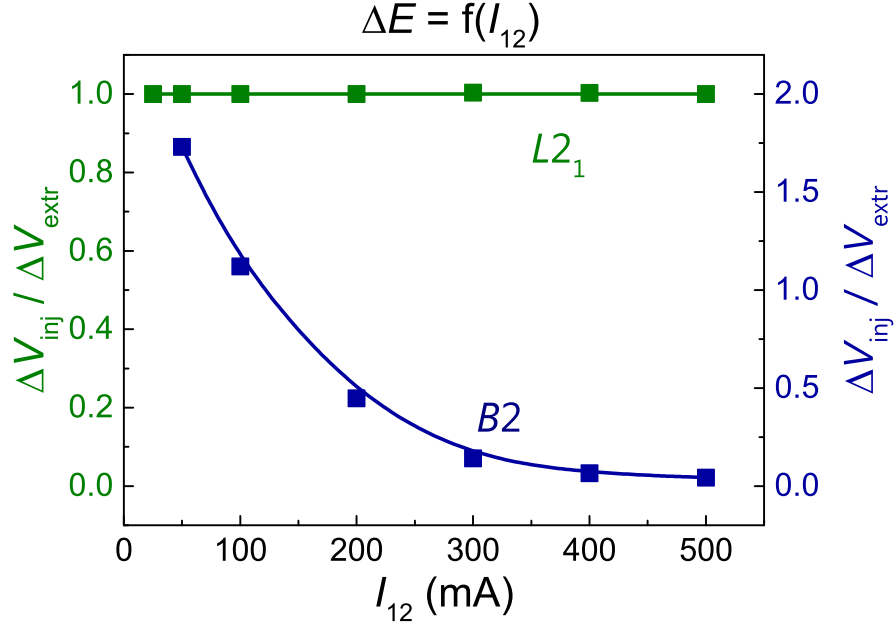


Abb. 7.6: Gemessenes Verhältnis zwischen Injektion und Extraktion für $L2_1$ - (grün) und $B2$ -Phase (blau) als Funktion des absoluten Stromes I_{12} , der in einem monotonen funktionalem Zusammenhang mit $\Delta E = eV_B = f(I_{12})$ steht. Die durchgezogenen Linien dienen der Orientierung.

im Minoritätsband hinzu, in die die Elektronen aus dem GaAs tunneln können [128].

Zur Überprüfung von Gl. (7.5) ist in Abb. 7.6 das gemessene Verhältnis der Spinsignale in Injektions- und Extraktionsrichtung ($\Delta V_{\text{inj}}/\Delta V_{\text{extr}}$) als Funktion des absoluten Stromes I_{12} gezeigt. Bei der Darstellung ist zu beachten, dass $\Delta E = eV_B$ eine monotone Funktion von I_{12} ist. Oberhalb von $I_{12} = 500 \mu\text{A}$ konnte das Spinsignal in Injektionsrichtung bei der $B2$ -Phase nicht mehr nachgewiesen werden. Man erkennt für die Probe der $L2_1$ -Phase einen nahezu konstantes Verhältnis von $\Delta V_{\text{inj}}/\Delta V_{\text{extr}} = 1$. Das Verhältnis $\Delta V_{\text{inj}}/\Delta V_{\text{extr}}$ der $B2$ -Phase hingegen zeigt einen streng monotonen Abfall. Die Asymmetrie der I - V -Kurven dürfte der Grund für $\Delta V_{\text{inj}}/\Delta V_{\text{extr}} > 1$ bei der $B2$ -Phase sein [vgl. Abb. 7.3(b)]. Der betragsmäßig gleiche Strom entspricht unterschiedlichen Spannungen in Durchlass- (Extraktion) und Sperrrichtung (Injektion), was das Verhältnis $\Delta V_{\text{inj}}/\Delta V_{\text{extr}}$, wie weiter oben beschrieben, beeinflusst [128].

Die sehr gute qualitative Übereinstimmung zwischen $P(E_F)/P(E_F + \Delta E)$ und $\Delta V_{\text{inj}}/\Delta V_{\text{extr}}$ beweist den Einfluss der Bandstruktur des Injektormaterials auf die Spinextraktion. Umgekehrt zeigt dieses Ergebnis, dass die Spinextraktion zur Bestimmung der energieabhängigen Spinpolarisation im Leitungsband eines ferromagnetischen Kontaktes verwendet werden kann [128].

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Wegen seiner theoretisch vorhergesagten Halbmetallizität, d. h. einer Spinpolarisation von 100% an der Fermi-Energie, ist die Heusler-Legierung Co_2FeSi ein aussichtsreicher Kandidat für Anwendungen in der Spintronik. In dieser Arbeit wurde das $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ -Hybridsystem hinsichtlich seiner Eignung für Anwendungen in der Spintronik untersucht. Anhand der vorliegenden experimentellen Ergebnisse wurde gezeigt, dass dieses Hybridsystem alle wichtigen Voraussetzungen für den Einsatz in spintronischen Bauelementen erfüllt. Zunächst wurde die elektrische Spininjektion und Spindetektion in lateralen Transportstrukturen in der nicht-lokalen Konfiguration nachgewiesen. Anschließend wurde die elektrische Spininjektion und Spindetektion in lokalen Strukturen gezeigt.

Die Untersuchungen dieser Arbeit führten auch zu grundlegenden Erkenntnissen im Zusammenhang mit der Spininjektion und -detektion. Bei dem Vergleich der lokalen und nicht-lokalen Ergebnisse wurde eine Abweichung zu einem üblicherweise verwendeten Standardmodell gefunden, die mit der besonders hohen Spinpolarisation des Co_2FeSi erklärt werden kann. Bei den nicht-lokalen Messungen konnten aus dem Vergleich der Erzeugung einer Spinakkumulation mittels Spinextraktion und Spininjektion Rückschlüsse auf die elektronische Bandstruktur des Co_2FeSi gewonnen werden. Im Folgenden werden die jeweiligen Ergebnisse etwas detaillierter geschildert.

Spindetektion in der nicht-lokalen Konfiguration

Erstmals konnte mittels einer lateralen Transportstruktur die elektrische Spindetektion in einer Heusler-Legierung/Halbleiter-Hybridsystem nachgewiesen werden.

- Die elektrische Spindetektion wurde im $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ -Hybridsystem sowohl in der kristallin vollständig geordneten $L2_1$ - als auch in der teilweise ungeordneten $B2$ -Kristallphase von Co_2FeSi bis zu einer Temperatur von 150 K anhand von Spinventil- als auch Hanle-Messungen demonstriert.
- Die Spininjektionseffizienz lag bei diesen Experimenten bei 16% ($L2_1$ -Phase) bzw. bei 9% ($B2$ -Phase).

- Die Abhängigkeit der Spinsignale als Funktion des Stromes konnte mit der zunehmenden Anzahl an injizierten, spinpolarisierten Elektronen und der Streuung dieser in höhere Täler des GaAs erklärt werden.
- Die Temperaturabhängigkeit der Spinsignale als auch die Spinlebensdauern stimmen mit Literaturwerten für GaAs überein, woraus auf eine vernachlässigbare Verunreinigung des Transportkanals durch Fe- und Co-Atome geschlossen werden kann.

Lokale Spinventile

Bauelemente auf der Grundlage nicht-lokaler Konfiguration sind für den praktischen Einsatz nicht geeignet. Es bedarf funktionierender lokaler Spinventile, um den Spin in elektronischen Bauelemente zu etablieren. Der Nachweis von Spinakkumulationen als Ursache der Signale in lokalen Spinventilen ist aufgrund von parasitären Effekten äußerst schwierig. Auf der Grundlage der Ergebnisse für nicht-lokale Spinventile konnte jedoch auch das Funktionsprinzip eines lokalen Spinventils nachgewiesen werden.

- Lokale Spinventile konnten für Co_2FeSi , sowohl in der $L2_1$ - als auch in der $B2$ -Kristallphase anhand von Spinventil, als auch von Hanle-Messungen nachgewiesen werden.
- Die effektive Spindiffusionslänge ist bei den lokalen Messungen doppelt so groß wie bei den nicht-lokalen Messungen.
- Die Abhängigkeit des Spinsignals von der elektrischen Stromstärke gleicht dem nicht-lokalen Fall.
- Als Maß für die Güte der lokalen Spinventile wurde ein Magnetowiderstand von 0.03% gefunden, der im Bereich des theoretisch zu erwarteten Wertes von 0.05% liegt.
- Anhand des sogenannten Fert-Kriteriums konnten die Gründe für diesen niedrigen Wert aufgezeigt werden.

Vergleicht man die Spinsignale in der lokalen und nicht-lokalen Konfiguration, so erwartet man theoretischen Berechnungen zufolge ein doppelt so hohes Spinsignal im lokalen Fall. Die Abweichung von der theoretischen Vorhersage für das $\text{Co}_2\text{FeSi}(L2_1\text{-Kristallphase})/\text{GaAs}$ -Hybridsystem lässt auf eine sehr hohe Spinpolarisation des Co_2FeSi schließen.

Trotz des relativ kleinen Wertes des Magnetowiderstandes wurde der Nachweis funktionierender lokaler Spinventile erbracht. Wegen der nicht benötigten Oxid-Barriere zwischen Ferromagnet und Halbleiter ist dieses Hybridsystem daher ein aussichtsreicher Kandidat für den Einsatz in der Spintronik.

Bandstruktur anhand der Spinextraktion

Neben der Spininjektion bietet die Spinextraktion eine weitere Möglichkeit zur Erzeugung einer Spinakkumulation innerhalb eines Halbleiters. Während die Spininjektion vor allem von der Spinpolarisation des ferromagnetischen Injektors an der Fermi-Energie dominiert wird, beeinflussen auch Zustände oberhalb der Fermi-Energie die Spinextraktion.

- Aus dem Vergleich der Spininjektion und Spinextraktion kann auf die elektronische Bandstruktur des ferromagnetischen Injektors geschlossen werden.
- Die Variation der Stromstärke für beide Arten der Messung erlaubt das Abtasten der Bandstruktur in unmittelbarer Umgebung der Fermi-Energie.
- Auf diese Weise konnte aus dem Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der berechneten Bandstruktur des Co_2FeSi der halbmetallische Charakter des Co_2FeSi in der $L2_1$ -Kristallphase nachgewiesen werden.

Diese Art von Messungen erlaubt die Bestimmung der Bandstruktur von ferromagnetischen Injektoren in Systemen, in denen sie später auch Anwendungen finden sollen.

Ausblick

Die in dieser Arbeit gezeigten lokalen Spinventile sind ein erster Schritt in Richtung eines Spin-Transistors mit Co_2FeSi als ferromagnetischem Injektor. Allerdings bedürfen die elektrischen Signale, d. h. die Magnetowiderstände, einer deutlichen Verbesserung. Dies kann durch die Optimierung der Bauelementparameter in Angriff genommen werden. Die dann noch benötigte elektrische Spinmanipulation wäre erfolgversprechender, falls z. B. ein zweidimensionales Elektronengas in GaAs als Transportkanal zum Einsatz käme. Die Herstellung solcher Strukturen und die elektrische Spininjektion und Spindetektion stellen eine konsequente Fortführung der hier gefundenen Ergebnisse dar.

Bei den jetzigen Strukturen könnten die ferromagnetischen Injektoren durch sogenannte „Spin Drehmoment Übertragungs-Elemente“ (engl. Spin-transfer torque, STT) ersetzt werden. Somit wäre die Speicherung von Informationen mittels elektrischer Signale innerhalb dieser Strukturen möglich. Ebenfalls interessant scheint die Kombination mehrerer verschiedenen ferromagnetischer Metalle auf ein und derselben lateralen Transportstruktur. Dies würde den direkten Vergleich zu Co_2FeSi in ihrer Eignung als Spininjektoren erlauben. Durch die zwangsläufig auftretenden stark unterschiedlichen Koerzitivfelder der unterschiedlichen ferromagnetischen Metalle können zudem neue Logikelemente hergestellt werden.

Anhang A

Anhang

A.1 Details zur Prozessierung der Spintransportstrukturen

Dieser Anhang erklärt im Detail die Prozessierungsschritte, die zur Herstellung der Spintransportstrukturen verwendet wurden. Die Strukturen wurden im Reinraum des Paul-Drude-Instituts für Festkörperelektronik unter Verwendung von Standardverfahren der Halbleiterprozessierung hergestellt. Zu diesen gehören die Photolithographie, das nasschemische und die trockenchemische Ätzen sowie die Aufdampfung von dünnen Filmen. Alle verwendeten Photolacke stammen von der Firma Allresist.

A.1.1 Probenpräparation

Bevor mit der Probenprozessierung begonnen werden konnte, mussten die 1/4-Zoll-Wafer in Stücke mit angemessener Größe gespalten werden. Diese waren ca. $1 \times 1 \text{ cm}^2$ groß.

1. Vor dem Spalten der Wafer muß die $[110]$ Richtung des Wafers bekannt sein, da die leichte Achse der Magnetisierung des Co_2FeSi in dieser Richtung liegt.
2. Der GaAs-Wafer kann sehr leicht entlang der $[110]$ - und der $[1\bar{1}0]$ -Richtung gespalten werden. Um den Wafer zu spalten wird dieser an einer gewünschten Stelle leicht mit einer Diamantspitze geritzt. Anschließend wird der Wafer umgedreht und an der geritzten Stelle unter der Wirkung einer leichten Kraft gespalten.

A.1.2 Details der Probenprozessierung

I. Definition der Co_2FeSi Kontakte

1. Die Probe wird auf einem Drehteller, dem „Chunk“, mittels Vakuuman-saugung an der Unterseite auf einem Rotationsbeschichter (engl. spin-coater) fixiert.

2. Der negative Photolack (PR) AR-N 7520.18 wird bei 4000 Umdrehungen pro Minute (engl. rounds per minute, rpm) für 45 Sekunden aufgeschleudert und anschließend für 2 min bei 87 °C ausgeheizt.
3. Um die Struktur von der Photomaske auf die Probe zu übertragen, muss der PR belichtet werden. Dazu wird der verwendete Belichter in den „hard contact“ Modus gesetzt und der Abstand zwischen Probe und Photomaske („alignment gap“) auf 20 µm bei einer Belichtungsdauer von 7 Sekunden eingestellt. Die Probe wird nun auf den Probenhalter montiert („geladen“) und so ausgerichtet, dass die lange Seite der Co₂FeSi Streifen parallel zur [110]-Richtung orientiert ist. Nun folgt die Belichtung der Probe, wobei die Belichtungszeit u. U. angepasst werden muss.
4. Der belichtete PR muss nun an den Stellen, an denen er nicht mehr notwendig ist, entfernt werden. Dazu wird Probe in den, mit deionisiertes Wasser (DI H₂O) verdünnten Entwickler AR 300-47 (Mischungsverhältnis 5:1) eingetaucht. Die Entwicklungszeit liegt bei ca. 45 Sekunden kann aber mit der Belichtungszeit variieren. Anschließend erfolgt die Reinigung der Probe im DI H₂O Zulaufbecken für ungefähr 30 Sekunden gefolgt vom Abblasen mit N₂.
5. Bevor das Ätzen der Probe erfolgt wird der PR für 3 min bei 115 °C nachgehärtet. Die Schritte 1–4 stellen einen kompletten photolithographischen Zyklus dar, der im folgenden nur mit *Photolithographie* abgekürzt wird. Lediglich die Verwendung von anderen Lacken und ihren spezifischen Anforderungen bzgl. Belichtungs- und Entwicklungszeit werden angegeben.
6. Als nächstes werden Ti und Au aufgedampft. Sie bilden die Ti/Au-Ätzmaske, die zum Ätzen des Co₂FeSi benötigt wird. Das Aufdampfen erfolgt mittels eines „lift-off“-Prozesses in einem Elektronenstrahlverdampfer (e-beam Verdampfer).
7. Zuvor werden noch etwaige Rückstände des PR in einem O₂-Plasma beseitigt, in das die Probe für 2 min hineingestellt wird.
8. Als nächstes werden 10 nm Ti und 100 nm Au auf die Probe aufgedampft.
9. Nun erfolgt der „lift-off“-Prozess unter Verwendung von Aceton. Dabei wird die Probe in ein Ultraschallbad getaucht, so dass die Metalle nur an den Stellen haften bleiben, an denen das gewünscht ist. Anschließend wird die Probe in Propanol getaucht, um Schlierenbildung an ihrer Oberfläche zu vermeiden. Zu guter Letzt wird sie mit N₂ abgeblasen.

10. Unter einem Mikroskop wird kontrolliert, ob die Ti/Au-Schicht nur noch an den gewünschten Stellen vorhanden ist. Falls nicht wird Schritt 8 wiederholt.
11. Die Co_2FeSi -Streifen werden mit verdünnter Salzsäure (HCL) geätzt. Das Verdünnungsverhältnis von HCl zu DI H_2O beträgt 3:97. 3 Volumeneinheiten HCl (30%, im Reinraum) werden mit 97 Volumeneinheiten DI H_2O gemischt. Im Folgenden wird diese Ätzlösung nur noch als HCl bezeichnet. Die Ätzdauer beträgt ca. 1 min.
12. Nun wird Photolithographie mit dem positiven PR XAR-P 5800/7 durchgeführt, der mit 6000 rpm aufgetragen und 2 min lang bei 95 °C thermisch ausgehärtet wird. Anschließend erfolgt die Belichtung für ca. 15 Sekunden, bevor die Probe in den verdünnten Entwickler 300/35 (300/35:DI H_2O im Mischungsverhältnis 1:1) für 20 Sekunden eingetaucht wird.
13. Nun wird der PR für 2 Minuten nachgehärtet und anschließend für 5 Minuten einem O_2 -Plasma ausgesetzt.
14. Die hochdotierten GaAs-Schichten werden mit einer Ätzlösung bestehend aus H_2O_2 : H_2SO_4 :DI H_2O mit einem Mischungsverhältnis 1:8:100 entfernt. Die Ätzrate beträgt ca. 55 nm/min.

II. Definition des n -GaAs Kanals

1. GaAs-Mesastruktur soll auf die Probe übertragen werden. Dazu wird der PR AZ 5214 E mit 6000 rpm aufgetragen und für 1 Minute bei 115 °C ausgehärtet. Gefolgt wird dieser Schritt von der Belichtung, welche 30 Sekunden beträgt. Anschließend kommt der Entwickler AZ 400 K für ca. 20 Sekunden zum Einsatz gefolgt von dem O_2 -Plasma für 3 Minuten. Abschließend erfolgt das Nachhärten des PR für 3 min bei 115 °C .
2. Die Dicke des PR wird mit einem Profilometer gemessen.
3. Eine Mixtur aus H_2O_2 : H_2SO_4 :DI H_2O im Mischungsverhältnis von 1:1:8 dient zum Ätzen des GaAs bei einer Ätzrate von ca. 1 $\mu\text{m}/\text{min}$. Je länger die Mixtur der Luft ausgesetzt wird, um so kleiner wird die Ätzrate.
4. Die Probe wird unter Mischen für ca. 90 Sekunden in die Mixtur getaucht. Anschließend erfolgt die Spülung in DI H_2O und das Abblasen der Probe mit N_2 .
5. Die Tiefe des Ätzens wird bestimmt, indem die Dicke der Mesastruktur und des PR addiert werden. Anschließend wird die in Schritt 2 ermittelten Höhe subtrahiert. Falls noch nicht tief genug geätzt wurde, wird die für das Ätzen der GaAs-Schicht benötigte Zeit berechnet und gegebenenfalls Schritt 3 wiederholt.

6. Falls die komplette n -GaAs-Schicht weggeätzt wurde, so erfolgt die Entfernung des restlichen PRs mit Azeton. Anschließend wird die Probe erneut in Propanol getaucht, um Schlierenbildung an ihrer Oberfläche zu vermeiden. Zu guter Letzt wird sie mit N_2 abgeblasen.
7. Die endgültige Höhe des GaAs-Kanals wird mit dem Profilometer bestimmt.

III. Isolation mittels SiO_2

1. Der Photolithographie-Schritt um die SiO_2 -Struktur auf die Probe zu übertragen. Dazu wird der negative PR AR-N 4240 45 Sekunden bei 4000 rpm aufgetragen und 60 Sekunden bei 90 °C ausgehärtet. Anschließend erfolgt die Belichtung für 10 Sekunden gefolgt von einem 60 Sekunden langen Nachhärteprozess.
2. Der „Sputter-Prozess“ wird ohne zusätzliche Heizung durchgeführt. Weil sich der Probenhalter beim Sputter-Prozess aufheizt, sollte die Probe direkt im Anschluss aus der Sputter-Kammer genommen werden und auf einen kühlen Untergrund gelegt werden. Es ist darauf zu achten, dass der Abstand zwischen Probe und Sputter-Target möglichst groß ist. Die Sputter-Leistung wird möglichst gering eingestellt (ca. 80 W).
3. Nach dem Sputtern erfolgt der „lift-off“-Prozess im Azetonbad. Anschließend wird die Probe erneut in Propanol getaucht, um Schlierenbildung an ihrer Oberfläche zu vermeiden. Zu guter Letzt wird sie mit N_2 abgeblasen.

IV. Au-Zuleitungen und Bondpads

1. Der Photolithographie-Schritt mit dem negativen PR AR-N 7520.18, um die Ti/Au-Vorlage von der Photomaske auf die Probe zu transferieren. Dieser wird bei 4000 rpm für 45 Sekunden aufgetragen und anschließend 2 min bei 87 °C ausgehärtet. Die Belichtungsdauer beträgt 7 Sekunden und entwickelt wird für 45 Sekunden in einem Gemisch aus dem Entwickler AR300-47 und DI H_2O (Mischverhältnis 5:1). Gefolgt wird dieser Schritt von einem 2 min Aufenthalt im O_2 -Plasma. Das Aufdampfen der Ti/Au-Zuleitungen und Bondpads erfolgt mittels „lift-off“-Prozess in einem Elektronenstrahlverdampfer.
2. Aufgedampft werden 10 nm Ti und 100 nm Au.
3. Der „lift-off“-Prozess wird unter Verwendung von Azeton durchgeführt, wobei die Probe dabei in ein Ultraschallbad getaucht werden muss. Anschließend wird die Probe erneut in Propanol getaucht, um Schlierenbildung an ihrer Oberfläche zu vermeiden. Zu guter Letzt wird sie mit N_2 abgeblasen.

4. Es wird unter dem Mikroskop kontrolliert, ob die Ti/Au-Schicht nur noch an den gewünschten Stellen vorhanden ist. Ist das der Fall, so ist die Struktur vollständig prozessiert. Andernfalls muss Schritt 3 wiederholt werden.

Literaturverzeichnis

- [1] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 61:2472–2475, 1988.
- [2] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B*, 39:4828–4830, 1989.
- [3] M. Julliere. Tunneling between ferromagnetic films. *Phys. Lett. A*, 54:225–226, 1975.
- [4] J. S. Moodera, Lisa R. Kinder, Terrilyn M. Wong, and R. Meservey. Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 74:3273–3276, 1995.
- [5] Mark Johnson. Spin accumulation in gold films. *Phys. Rev. Lett.*, 70:2142–2145, 1993.
- [6] H. Ohno. Making nonmagnetic semiconductors ferromagnetic. *Science*, 281:951–956, 1998.
- [7] M. Ciorga, A. Einwanger, U. Wurstbauer, D. Schuh, W. Wegscheider, and D. Weiss. Electrical spin injection and detection in lateral all-semiconductor devices. *Phys. Rev. B*, 79:165321, 2009.
- [8] Y. Fukuma, H. Asada, S. Miyawaki, T. Koyanagi, S. Senba, K. Goto, and H. Sato. Carrier-induced ferromagnetism in $\text{Ge}_{0.92}\text{Mn}_{0.08}\text{Te}$ epilayers with a Curie temperature up to 190 K. *Appl. Phys. Lett.*, 93:252502, 2008.
- [9] G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip, and B. J. van Wees. Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor. *Phys. Rev. B*, 62:4790–4793, 2000.
- [10] E. I. Rashba. Theory of electrical spin injection: Tunnel contacts as a solution of the conductivity mismatch problem. *Phys. Rev. B*, 62:R16267–R16270, 2000.

- [11] A. Fert and H. Jaffrès. Conditions for efficient spin injection from a ferromagnetic metal into a semiconductor. *Phys. Rev. B*, 64:184420, 2001.
- [12] H. J. Zhu, M. Ramsteiner, H. Kostial, M. Wassermeier, H.-P. Schönherr, and K. H. Ploog. Room-temperature spin injection from Fe into GaAs. *Phys. Rev. Lett.*, 87:016601, 2001.
- [13] Y. Lu, V. G. Truong, P. Renucci, M. Tran, H. Jaffrès, C. Deranlot, J.-M. George, A. Lemaître, Y. Zheng, D. Demaille, P.-H. Binh, T. Amand, and X. Marie. MgO thickness dependence of spin injection efficiency in spin-light emitting diodes. *Appl. Phys. Lett.*, 93:152102, 2008.
- [14] F. Meier and B.P. Zakharchenya, editors. *Optical Orientation*. North-Holland Physics Publishing, 1984.
- [15] C. Weisbuch and B. Vinter. *Quantum Semiconductor Structures*. New York: Academic Press, 1991.
- [16] M.I. Dyakonov and V.I. Perel. *Optical Orientation*. North-Holland Physics Publishing, 1984.
- [17] I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma. Spin injection through the depletion layer: A theory of spin-polarized p-n junctions and solar cells. *Phys. Rev. B*, 64:121201, 2001.
- [18] I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma. Spintronics: Fundamentals and applications. *Rev. Mod. Phys.*, 76:323–410, 2004.
- [19] M. I. Dyakonov and V. I. Perel. Feasibility of optical orientation of equilibrium electrons in semiconductors. *JETP Lett.*, 13:144–146, 1971.
- [20] A. G. Aronov and G. E. Pikus. Spin injection in metals and polarization of nuclei. *JETP Lett.*, 24:32–34, 1976.
- [21] A. G. Aronov and G. E. Pikus. Spin injection into semiconductors. *Sov. Phys. Semicond.*, 10:698–700, 1976.
- [22] A. G. Aronov and G. E. Pikus. Spin injection and polarization of excitations and nuclei in superconductors. *Sov. Phys. JETP*, 44:193–196, 1976.
- [23] P. C. van Son, H. van Kempen, and P. Wyder. Boundary resistance of the ferromagnetic-nonferromagnetic metal interface. *Phys. Rev. Lett.*, 58:2271–2273, 1987.
- [24] T. Valet and A. Fert. Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers. *Phys. Rev. B*, 48:7099–7113, 1993.

- [25] Igor Žutić, Jaroslav Fabian, and S. Das Sarma. Spin-polarized transport in inhomogeneous magnetic semiconductors: Theory of magnetic/nonmagnetic p-n junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 88:066603, 2002.
- [26] Igor Žutić, Jaroslav Fabian, and Steven C. Erwin. Spin injection and detection in silicon. *Phys. Rev. Lett.*, 97:026602, 2006.
- [27] E. I. Rashba. Diffusion theory of spin injection through resistive contacts. *Eur. Phys. J. B*, 29:513–527, 2002.
- [28] A. Fert, J. M. George, H. Jaffres, and R. Mattana. Semiconductors between spin-polarized sources and drains. *IEEE Trans. Electron Dev.*, 54:921–932, 2007.
- [29] J. Fabian, A. Matos-Abiaguea, Ch. Ertlera, P. Stano, and Žutić. Semiconductor spintronics. *Acta Phys. Slovaca*, 57:565–907, 2007.
- [30] Mark Johnson and R. H. Silsbee. Thermodynamic analysis of interfacial transport and of the thermomagnetoelectric system. *Phys. Rev. B*, 35(10):4959–4972, 1987.
- [31] Mark Johnson and R. H. Silsbee. Spin-injection experiment. *Phys. Rev. B*, 37:5326–5335, 1988.
- [32] B. T. Jonker, S. Erwin, A. Petrou, and A. G. Petukhov. Electrical spin injection in semiconductor spintronic devices. *MRS Bull.*, 28:740–748, 2003.
- [33] A. T. Filip, B. H. Hoving, F. J. Jedema, B. J. van Wees, B. Dutta, and S. Borghs. Experimental search for the electrical spin injection in a semiconductor. *Phys. Rev. B*, 62:9996–9999, 2000.
- [34] J. M. MacLaren, X.-G. Zhang, W. H. Butler, and Xindong Wang. Layer KKR approach to Bloch-wave transmission and reflection: Application to spin-dependent tunneling. *Phys. Rev. B*, 59:5470–5478, 1999.
- [35] W. H. Butler, X.-G. Zhang, T. C. Schulthess, and J. M. MacLaren. Spin-dependent tunneling conductance of Fe|MgO|Fe sandwiches. *Phys. Rev. B*, 63:054416, 2001.
- [36] A. T. Hanbicki, B. T. Jonker, G. Itskos, G. Kioseoglou, and A. Petrou. Efficient electrical spin injection from a magnetic metal/tunnel barrier contact into a semiconductor. *Appl. Phys. Lett.*, 80:1240–1242, 2002.
- [37] D. J. Monsma and S. S. P. Parkin. Spin polarization of tunneling current from ferromagnet/ Al_2O_3 interfaces using copper-doped aluminum superconducting films. *Appl. Phys. Lett.*, 77:720–722, 2000.

- [38] B. T. Jonker, G. Kioseoglou, A. T. Hanbicki, C. H. Li, and P. E. Thompson. Electrical spin-injection into silicon from a ferromagnetic metal/tunnel barrier contact. *Nat. Phys.*, 3:542–546, 2007.
- [39] X. Jiang, R. Wang, R. M. Shelby, R. M. Macfarlane, S. R. Bank, J. S. Harris, and S. S. P. Parkin. Highly spin-polarized room-temperature tunnel injector for semiconductor spintronics using MgO(100). *Phys. Rev. Lett.*, 94:056601, 2005.
- [40] C. Ciuti, J. P. McGuire, and L. J. Sham. Spin polarization of semiconductor carriers by reflection off a ferromagnet. *Phys. Rev. Lett.*, 89:156601, 2002.
- [41] J. Stephens, J. Berezovsky, J. P. McGuire, L. J. Sham, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom. Spin accumulation in forward-biased MnAs/GaAs schottky diodes. *Phys. Rev. Lett.*, 93:097602, 2004.
- [42] A. Slachter, F. L. Bakker, J-P. Adam, and B. J. van Wees. Thermally driven spin injection from a ferromagnet into a non-magnetic metal. *Nat. Phys.*, 6:879–882, 2010.
- [43] J.-Chr. Le Breton, S. Sharma, H. Saito, S. Yuasa, and R. Jansen. Thermal spin current from a ferromagnet to silicon by Seebeck spin tunnelling. *Nature*, 475:82–85, 2011.
- [44] R. Jansen, A. M. Deac, H. Saito, and S. Yuasa. Thermal spin current and magnetothermopower by Seebeck spin tunneling. *Phys. Rev. B*, 85:094401, 2012.
- [45] K. Ando, S. Takahashi, J. Ieda, H. Kurebayashi, T. Trypiniotis, C. H. W. Barnes, S. Maekawa, and E. Saitoh. Electrically tunable spin injector free from the impedance mismatch problem. *Nat. Mater.*, 10:655–659, 2011.
- [46] Charles P. Schlichter. *Principles of magnetic Resonance*. Harper & Row, 1963.
- [47] M. Johnson and R. H. Silsbee. Interfacial charge-spin coupling: Injection and detection of spin magnetization in metals. *Phys. Rev. Lett.*, 55:1790–1793, 1985.
- [48] Z. G. Yu and M. E. Flatté. Electric-field dependent spin diffusion and spin injection into semiconductors. *Phys. Rev. B*, 66:201202, 2002.
- [49] C.-M. Hu, Junsaku Nitta, A. Jensen, J. B. Hansen, and Hideaki Takayanagi. Spin-polarized transport in a two-dimensional electron gas with interdigital-ferromagnetic contacts. *Phys. Rev. B*, 63:125333, 2001.

- [50] M. I. Dyakonov and V. I. Perel. Optical orientation in a system of electrons and lattice nuclei in semiconductors theory. *Sov. Phys. JETP*, 38:177–183, 1973.
- [51] D. Paget, G. Lampel, B. Sapoval, and V. I. Safarov. Low field electron-nuclear spin coupling in gallium arsenide under optical pumping conditions. *Phys. Rev. B*, 15:5780–5796, 1977.
- [52] X. Lou, C. Adelmann, S. A. Crooker, E. S. Garlid, J. Zhang, K. S. M.r Reddy, S. D. Flexner, C. J. Palmstrom, and P. A. Crowell. Electrical detection of spin transport in lateral ferromagnet-semiconductor devices. *Nat. Phys.*, 3:197–202, 2007.
- [53] S. Datta and B. Das. Electronic analog of the electrooptic modulator. *Appl. Phys. Lett.*, 56:665–667, 1989.
- [54] E. I. Rashba. Properties of semiconductors with an extremum loop. 1. cyclotron and combinational resonance in a magnetic field perpendicular to the plane of the loop. *Sov. Phys. Solid State*, 2:1224–1238, 1960.
- [55] J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, and T. Enoki. Gate control of spin-orbit interaction in an inverted $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ heterostructure. *Phys. Rev. Lett.*, 78:1335–1338, 1997.
- [56] X. Cartoixa, D. Z.-Y. Ting, and Y.-C. Chang. A resonant spin lifetime transistor. *Appl. Phys. Lett.*, 83:1462–1464, 2003.
- [57] R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag, and L. W. Molenkamp. Injection and detection of a spin-polarized current in a light-emitting diode. *Nature*, 402:787–790, 1999.
- [58] Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno, and D. D. Awschalom. Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor heterostructure. *Nature*, 402:790–792, 1999.
- [59] B. T. Jonker, Y. D. Park, B. R. Bennett, H. D. Cheong, G. Kioseoglou, and A. Petrou. Robust electrical spin injection into a semiconductor heterostructure. *Phys. Rev. B*, 62:8180–8183, 2000.
- [60] A. T. Hanbicki, O. M. J. van 't Erve, R. Magno, G. Kioseoglou, C. H. Li, B. T. Jonker, G. Itskos, R. Mallory, M. Yasar, and A. Petrou. Analysis of the transport process providing spin injection through an Fe/AlGaAs schottky barrier. *Appl. Phys. Lett.*, 82:4092–4094, 2003.

- [61] X. Y. Dong, C. Adelmann, J. Q. Xie, C. J. Palmstrom, X. Lou, J. Strand, P. A. Crowell, J.-P. Barnes, and A. K. Petford-Long. Spin injection from the heusler alloy Co_2MnGe into $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{GaAs}$ heterostructures. *Appl. Phys. Lett.*, 86:102107, 2005.
- [62] M. Ramsteiner, O. Brandt, T. Flissikowski, H. T. Grahn, M. Hashimoto, J. Herfort, and H. Kostial. $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}/(\text{Al,Ga})\text{As}$ spin light-emitting diodes: Competition between spin injection and ultrafast spin alignment. *Phys. Rev. B*, 78:121303, 2008.
- [63] D. Hägele, M. Oestreich, W. W. Rühle, N. Nestle, and K. Eberl. Spin transport in gaas. *Appl. Phys. Lett.*, 73:1580–1582, 1998.
- [64] R. H. Silsbee. Novel method for the study of spin transport in conductors. *Bull. Magn. Reson.*, 2:284, 1980.
- [65] M.I. Dyakonov and V.I. Perel. Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors. *Phys. Lett. A*, 35:459 – 460, 1971.
- [66] J. E. Hirsch. Spin hall effect. *Phys. Rev. Lett.*, 83:1834–1837, 1999.
- [67] A.A. Bakun, B.P. Zakharchenya, A.A. Rogachev, M.N. Tkachuk, and V.G. Fleisher. Detection of a surface photocurrent due to electron optical orientation in a semiconductor. *Sov. Phys. JETP Lett.*, 40:1293, 1984.
- [68] E. S. Garlid, Q. O. Hu, M. K. Chan, C. J. Palmstrøm, and P. A. Crowell. Electrical measurement of the direct spin hall effect in $\text{Fe}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterostructures. *Phys. Rev. Lett.*, 105:156602, 2010.
- [69] S. O. Valenzuela and M. Tinkham. Direct electronic measurement of the spin hall effect. *Nature*, 442:176–179, 2006.
- [70] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, and G. Tatara. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect. *Appl. Phys. Lett.*, 88:182509, 2006.
- [71] T. Kimura, Y. Otani, T. Sato, S. Takahashi, and S. Maekawa. Room-temperature reversible Spin Hall effect. *Phys. Rev. Lett.*, 98:156601, 2007.
- [72] R. I. Dzhioev, K. V. Kavokin, V. L. Korenev, M. V. Lazarev, B. Ya. Meltser, M. N. Stepanova, B. P. Zakharchenya, D. Gammon, and D. S. Katzer. Low-temperature spin relaxation in n -type GaAs. *Phys. Rev. B*, 66:245204, 2002.
- [73] W. Han, R. K. Kawakami, M. Gmitra, and J. Fabian. Graphene spintronics. *Nat. Nano*, 9:794–807, 2014.

- [74] J. M. Kikkawa and D. D. Awschalom. Resonant spin amplification in n -type GaAs. *Phys. Rev. Lett.*, 80:4313–4316, 1998.
- [75] B. Beschoten, E. Johnston-Halperin, D. K. Young, M. Poggio, J. E. Grimaldi, S. Keller, S. P. DenBaars, U. K. Mishra, E. L. Hu, and D. D. Awschalom. Spin coherence and dephasing in GaN. *Phys. Rev. B*, 63:121202, 2001.
- [76] R. Winkler. *Spin-orbit coupling effects in two-dimensional electron and hole systems*. Springer-Verlag, 2003.
- [77] CIAAW. Atomic weights of the elements 2015, Aug 2015.
- [78] Biqin Huang, Douwe J. Monsma, and Ian Appelbaum. Coherent spin transport through a 350 micron thick silicon wafer. *Phys. Rev. Lett.*, 99:177209, 2007.
- [79] J.M. Kikkawa, J.A. Gupta, I. Malajovich, and D.D. Awschalom. Spin coherence in semiconductors: storage, transport and reduced dimensionality. *Physica E*, 9:194–201, 2001.
- [80] K. L. Litvinenko, B. N. Murdin, J. Allam, C. R. Pidgeon, Tong Zhang, J. J. Harris, L. F. Cohen, D. A. Eustace, and D. W. McComb. Spin lifetime in InAs epitaxial layers grown on GaAs. *Phys. Rev. B*, 74:075331, 2006.
- [81] K. L. Litvinenko, L. Nikzad, J. Allam, B. N. Murdin, C. R. Pidgeon, J. J. Harris, T. Zhang, and L. F. Cohen. Spin lifetime in high quality InSb epitaxial layers grown on GaAs. *J. Appl. Phys.*, 101:083105, 2007.
- [82] S. Ishida, S. Fujii, S. Kashiwagi, and S. Asano. Search for half-metallic compounds in Co_2MnZ ($Z=\text{IIIb, IVb, Vb}$ Element). *J. Phys. Soc. Jpn.*, 64:2152–2157, 1995.
- [83] I. Galanakis, P. H. Dederichs, and N. Papanikolaou. Slater-Pauling behavior and origin of the half-metallicity of the full-Heusler alloys. *Phys. Rev. B*, 66(1):174429, 2002.
- [84] S. Wurmehl, G. H. Fecher, V. Ksenofontov, F. Casper, U. Stumm, C. Felser, H.-J. Lin, and Y. Hwu. Half-metallic ferromagnetism with high magnetic moment and high Curie temperature in Co_2FeSi . *J. Appl. Phys.*, 99:08J103, 2006.
- [85] M. Jourdan, J. Minár, J. Braun, A. Kronenberg, S. Chadov, B. Balke, A. Gloskovskii, M. Kolbe, H.J. Elmers, G. Schönhense, H. Ebert, C. Felser, and M. Kläui. Direct observation of half-metallicity in the Heusler compound Co_2MnSi . *Nat. Commun.*, 5:3974, 2014.

- [86] A. Kawaharazuka, M. Ramsteiner, J. Herfort, H.-P. Schönherr, H. Kostial, and K. H. Ploog. Spin injection from Fe₃Si into GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 85:3492–3494, 2004.
- [87] C. D. Damsgaard, M. C. Hickey, S. N. Holmes, R. Feidenhans'l, S. O. Mariager, C. S. Jacobsen, and J. B. Hansen. Interfacial, electrical, and spin-injection properties of epitaxial Co₂MnGa grown on GaAs(100). *J. Appl. Phys.*, 105:124502, 2009.
- [88] Y. Ando, K. Hamaya, K. Kasahara, Y. Kishi, K. Ueda, K. Sawano, T. Sadoh, and M. Miyao. Electrical injection and detection of spin-polarized electrons in silicon through an Fe₃Si/Si Schottky tunnel barrier. *Appl. Phys. Lett.*, 94:182105, 2009.
- [89] K. Kasahara, Y. Baba, K. Yamane, Y. Ando, S. Yamada, Y. Hoshi, K. Sawano, M. Miyao, and K. Hamaya. Spin accumulation created electrically in an n-type germanium channel using Schottky tunnel contacts. *J. Appl. Phys.*, 111:07C503, 2012.
- [90] T. Kimura, N. Hashimoto, S. Yamada, M. Miyao, and K. Hamaya. Room-temperature generation of giant pure spin currents using epitaxial Co₂FeSi spin injectors. *NPG Asia Materials*, 4:e9, 2012.
- [91] M. Hashimoto, J. Herfort, A. Trampert, H.-P. Schönherr, and K. H. Ploog. Growth temperature dependent evolution of the interface structure in Co₂FeSi/GaAs(001) hybrid structures. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 24:2004–2008, 2006.
- [92] V. Niculescu, T.J. Burch, K. Raj, and J.I. Budnick. Properties of Heusler-type materials Fe₂TiSi and FeCo₂Si. *J. Magn. Magn. Mater.*, 5:60–66, 1977.
- [93] R. Wang, X. Jiang, R. M. Shelby, R. M. Macfarlane, S. S. P. Parkin, S. R. Bank, and J. S. Harris. Increase in spin injection efficiency of a Co-Fe/MgO(100) tunnel spin injector with thermal annealing. *Appl. Phys. Lett.*, 86:052901, 2005.
- [94] M. Ramsteiner, H. Y. Hao, A. Kawaharazuka, H. J. Zhu, M. Kästner, R. Hey, L. Däweritz, H. T. Grahn, and K. H. Ploog. Electrical spin injection from ferromagnetic MnAs metal layers into GaAs. *Phys. Rev. B*, 66:081304, 2002.
- [95] P. Bruski, S. C. Erwin, M. Ramsteiner, O. Brandt, K.-J. Friedland, R. Farshchi, J. Herfort, and H. Riechert. Disorder-induced reversal of spin polarization in the heusler alloy Co₂FeSi. *Phys. Rev. B*, 83:140409, 2011.

- [96] P. Bruski, K.-J. Friedland, R. Farshchi, J. Herfort, and M. Ramsteiner. Spatial distribution of structural disorder in Co_2FeSi films studied by anisotropic magnetoresistance. *Solid State Commun.*, 152:1131–1134, 2012.
- [97] M. Hashimoto, A. Trampert, J. Herfort, and K. H. Ploog. Atomic ordering and interlayer diffusion of Co_2FeSi films grown on $\text{GaAs}(001)$ studied by transmission electron microscopy. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 25:1453–1459, 2007.
- [98] R. Farshchi and M. Ramsteiner. Spin injection from Heusler alloys into semiconductors: A materials perspective. *J. Appl. Phys.*, 113:191101, 2013.
- [99] B. J. Jönsson-Åkerman, R. Escudero, C. Leighton, S. Kim, Ivan K. Schuller, and D. A. Rabson. Reliability of normal-state current-voltage characteristics as an indicator of tunnel-junction barrier quality. *Appl. Phys. Lett.*, 77:1870–1872, 2000.
- [100] M. Cardona and P. Yu. *Fundamentals of semiconductors*. Springer, 3rd edition, 2005.
- [101] I. D’Amico and G. Vignale. Spin diffusion in doped semiconductors: The role of Coulomb interactions. *Europhys. Lett.*, 55:566, 2001.
- [102] M.W. Wu, J.H. Jiang, and M.Q. Weng. Spin dynamics in semiconductors. *Physics Reports*, 493(2-4):61 – 236, 2010.
- [103] J. Colton, M. Heeb, P. Schroeder, A. Stokes, L. Wienkes, and A. Bracker. Anomalous magnetic field dependence of the T_1 spin lifetime in a lightly doped GaAs sample. *Phys. Rev. B*, 75:205201, 2007.
- [104] B. Endres, M. Ciorga, R. Wagner, S. Ringer, M. Utz, D. Bougeard, D. Weiss, C. H. Back, and G. Bayreuther. Nonuniform current and spin accumulation in a 1 nm thick n -GaAs channel. *Appl. Phys. Lett.*, 100:092405, 2012.
- [105] D. J. Hilton and C. L. Tang. Optical orientation and femtosecond relaxation of spin-polarized holes in GaAs. *Phys. Rev. Lett.*, 89:146601, 2002.
- [106] H. Zhao, M. Mower, and G. Vignale. Ambipolar spin diffusion and D’yakonov-Perel’ spin relaxation in GaAs quantum wells. *Phys. Rev. B*, 79:115321, 2009.
- [107] J. Hübner and M. Oestreich. *Spin Physics in semiconductors*. Springer-Verlag, 2008.
- [108] J. Moser, A. Matos-Abiague, D. Schuh, W. Wegscheider, J. Fabian, and D. Weiss. Tunneling anisotropic magnetoresistance and spin-orbit coupling in $\text{Fe}/\text{GaAs}/\text{Au}$ tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 99:056601, 2007.

- [109] C. Gould, C. Rüster, T. Jungwirth, E. Girgis, G. M. Schott, R. Giraud, K. Brunner, G. Schmidt, and L. W. Molenkamp. Tunneling anisotropic magnetoresistance: A spin-valve-like tunnel magnetoresistance using a single magnetic layer. *Phys. Rev. Lett.*, 93:117203, 2004.
- [110] M. Johnson, B. R. Bennett, M. J. Yang, M. M. Miller, and B. V. Shanabrook. Hybrid hall effect device. *Appl. Phys. Lett.*, 71:974–976, 1997.
- [111] F. J. Jedema, H. B. Heersche, A. T. Filip, J. J. A. Baselmans, and B. J. van Wees. Electrical detection of spin precession in a metallic mesoscopic spin valve. *Nature*, 416:713–716, 2002.
- [112] S. Saikin, M. Shen, and M.-C. Cheng. Spin dynamics in a compound semiconductor spintronic structure with a Schottky barrier. *J. Phys.-Condens. Mat.*, 18:1535, 2006.
- [113] M. Furis, D. L. Smith, S. A. Crooker, and J. L. Reno. Bias-dependent electron spin lifetimes in n -GaAs and the role of donor impact ionization. *Appl. Phys. Lett.*, 89:102102, 2006.
- [114] G. Salis, A. Fuhrer, R. R. Schlittler, L. Gross, and S. F. Alvarado. Temperature dependence of the nonlocal voltage in an Fe/GaAs electrical spin-injection device. *Phys. Rev. B*, 81:205323, 2010.
- [115] C. Awo-Affouda, O. M. J. van 't Erve, G. Kioseoglou, A. T. Hanbicki, M. Holub, C. H. Li, and B. T. Jonker. Contributions to hanle lineshapes in Fe/GaAs nonlocal spin valve transport. *Appl. Phys. Lett.*, 94:102511, 2009.
- [116] S. P. Dash, S. Sharma, J. C. Le Breton, J. Peiro, H. Jaffrès, J.-M. George, A. Lemaître, and R. Jansen. Spin precession and inverted Hanle effect in a semiconductor near a finite-roughness ferromagnetic interface. *Phys. Rev. B*, 84:054410, 2011.
- [117] M. Ciorga, C. Wolf, A. Einwanger, M. Utz, D. Schuh, and D. Weiss. Local spin valve effect in lateral (Ga,Mn)As/GaAs spin Esaki diode devices. *AIP Adv.*, 1:022113, 2011.
- [118] T. Sasaki, T. Oikawa, M. Shiraishi, Y. Suzuki, and K. Noguchi. Comparison of spin signals in silicon between nonlocal four-terminal and three-terminal methods. *Appl. Phys. Lett.*, 98:012508, 2011.
- [119] K. Hamaya, N. Hashimoto, S. Oki, S. Yamada, M. Miyao, and T. Kimura. Estimation of the spin polarization for Heusler-compound thin films by means of nonlocal spin-valve measurements: Comparison of Co_2FeSi and Fe_3Si . *Phys. Rev. B*, 85:100404, 2012.

- [120] P. Bruski, Y. Manzke, R. Farshchi, O. Brandt, J. Herfort, and M. Ramsteiner. All-electrical spin injection and detection in the $\text{Co}_2\text{FeSi}/\text{GaAs}$ hybrid system in the local and non-local configuration. *Appl. Phys. Lett.*, 103:052406, 2013.
- [121] T. Sasaki, T. Oikawa, T. Suzuki, M. Shiraishi, Y. Suzuki, and K. Noguchi. Local and non-local magnetoresistance with spin precession in highly doped Si. *Appl. Phys. Lett.*, 98:262503, 2011.
- [122] A. Fert and S.-F. Lee. Theory of the bipolar spin switch. *Phys. Rev. B*, 53:6554–6565, 1996.
- [123] F. J. Jedema, M. S. Nijboer, A. T. Filip, and B. J. van Wees. Spin injection and spin accumulation in all-metal mesoscopic spin valves. *Phys. Rev. B*, 67:085319, 2003.
- [124] S. Oki, S. Yamada, K. Tanikawa, K. Yamasaki, M. Miyao, and K. Hamaya. Lateral spin valves with two-different Heusler-alloy electrodes on the same platform. *Appl. Phys. Lett.*, 103:212402, 2013.
- [125] W. Pelouch, R. Ellingson, P. Powers, C. Tang, D. Szmyd, and A. Nozik. Comparison of hot-carrier relaxation in quantum wells and bulk GaAs at high carrier densities. *Phys. Rev. B*, 45:1450–1453, 1992.
- [126] N Balkan, B K Ridley, M Emeny, and I Goodridge. Hot-electron energy relaxation rates in GaAs/GaAlAs quantum wells. *Semicond. Sci. Tech.*, 4:1450–1453, 1989.
- [127] J.C. Tsang, J.A. Kash, and S.S. Jha. Raman spectroscopy of hot electron relaxation in GaAs. *Physica B+C*, 134:184–188, 1985.
- [128] Pawel Bruski, Steven C. Erwin, Jens Herfort, Abbes Tahraoui, and Manfred Ramsteiner. Probing the electronic band structure of ferromagnets with spin injection and extraction. *Phys. Rev. B*, 90:245150, Dec 2014.